

JOURNAL  
DE PHYSIQUE  
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

---

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

---

JOURNAL  
DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

PUBLIÉ PAR

LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

---

Directeur de la publication : AMÉDÉE GUILLET

---

*CINQUIÈME SÉRIE.*

TOME L. — ANNÉE 1911.

---

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

5, RUE DE LA SANTÉ (13<sup>e</sup>)

1911



# JOURNAL DE PHYSIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

---

---

SUR LA BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE DES LIQUIDES PURS.  
COMPARAISON AVEC LE PHÉNOMÈNE ÉLECTRO-OPTIQUE DE KERR <sup>(1)</sup>;

Par MM. A. COTTON et H. MOUTON.

Nous nous proposons, dans ce travail, de résumer des recherches que nous poursuivons depuis trois ans sur une propriété nouvelle dont nous avons reconnu l'existence dans les liquides aromatiques purs. Dans un précédent mémoire<sup>(2)</sup>, nous avons étudié les propriétés optiques que présentent dans le champ magnétique certains liquides colloïdaux et, d'une façon plus générale, un grand nombre de liqueurs hétérogènes. Une des propriétés que nous avons étudiées était la biréfringence présentée par ces liqueurs, lorsqu'on les place dans un champ magnétique et qu'on les observe normalement aux lignes de force, et une de nos conclusions était que, dans tous les cas, cette biréfringence était attribuable aux particules en suspension dans tous les liquides étudiés.

Les expériences dont il va être question maintenant se rapportent au contraire à des liquides pour lesquels la biréfringence magnétique que nous avons constatée ne peut être attribuée à des particules étrangères.

Nous expliquons dans notre mémoire plus étendu comment l'hypothèse de particules ultramicroscopiques en suspension dans la nitrobenzine, qui nous paraissait rendre compte de certaines propriétés électro-optiques singulières que présente ce liquide, a été le point de départ du travail actuel. Nous avons été bientôt conduits à rejeter cette hypothèse et à reconnaître qu'il s'agissait d'une propriété com-

---

(1) *Société de Physique*, séances du 17 novembre 1907 (fasc. 4, p. 67) et du 3 juin 1910. — Ce travail est le résumé d'un mémoire plus étendu paru dans les *Annales de Chimie et de Physique*, t. XIX, février 1910, p. 153, et t. XX, juin 1910, p. 194.

(2) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8<sup>e</sup> série, t. XI, juin et juillet 1907, pp. 145 et 289.

mune à un grand nombre de liquides organiques purs, et dont l'existence paraît liée à certains caractères de la molécule chimique.

**Recherches antérieures.** — Au début de notre travail sur les propriétés magnéto-optiques des colloïdes, nous avons rappelé que la biréfringence magnétique avait été recherchée expérimentalement avant même la découverte de Zeeman et tout d'abord par Faraday. Indépendamment de toute idée théorique précise, on était autorisé, en effet, à rechercher un semblable phénomène par les conditions de symétrie du champ magnétique; cette symétrie étant la même que celle d'un cylindre tournant (Curie), il est possible que, dans un faisceau lumineux dirigé normalement au champ, les vibrations parallèles aux lignes de force et les vibrations perpendiculaires se propagent avec des vitesses différentes. Le rapprochement avec le phénomène électro-optique de Kerr contribuait aussi à susciter de semblables tentatives. Elles n'avaient donné que des résultats négatifs, ce qui n'est pas dû seulement soit à la faiblesse des champs utilisés <sup>(1)</sup>, soit à l'imperfection des mesures optiques, mais aussi au choix des substances étudiées.

La biréfringence magnétique des vapeurs présentant le phénomène de Zeeman a été signalée pour la première fois, comme on le sait, par Voigt <sup>(2)</sup> qui, avec Wiechert, a prouvé son existence dans les flammes colorées par le sodium. L'un de nous, sans avoir connaissance des travaux de Voigt, était arrivé presque en même temps, et par un procédé d'ailleurs différent, à la même constatation <sup>(3)</sup>.

Voigt avait été conduit à rechercher cette biréfringence magnétique des vapeurs par une théorie qui lui faisait apparaître cette propriété comme appartenant d'une façon générale à tous les milieux placés dans le champ magnétique. Il attachait à son existence

(1) C'est ainsi que Brace (*Phil. Mag.*, t. LXIV, 1897, p. 42), qui a inutilement recherché la différence des deux indices principaux de la solution d'iodomercure de potassium dans un champ de 2 600 unités seulement, a dû conclure que cette différence est inférieure, si elle existe, à  $2,8 \cdot 10^{-7}$ . Cette limite supérieure est bien au-dessus de la différence des deux indices de la nitrobenzine elle-même dans un champ aussi faible. C'est également dans des champs trop faibles que l'un de nous avait recherché en 1894 la biréfringence magnétique du chlorure ferrique dissous dans l'eau et dans l'alcool méthylique.

(2) W. VOIGT, *Göttingen Nachrichten*, Heft 4, pp. 329 et 355, séance du 26 novembre 1898; *Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 345.

(3) A. COTTON (*Comptes rendus*, t. CXXVII, 25 décembre 1898, pp. 953 et 1256) avait observé antérieurement que si l'on place dans le champ magnétique entre deux nicols croisés à  $45^\circ$  des lignes de force, une flamme colorée par le sodium

une très grande importance théorique. Elle permet de choisir notamment entre deux types d'équations, qui tous deux rendaient compte de la polarisation rotatoire magnétique (1). Mais en fait, avant nos propres expériences, l'existence de cette biréfringence n'avait été constatée que dans les vapeurs présentant le phénomène de Zeeman (expériences de Zeeman et de Geest) et dans les cristaux des terres rares étudiés par Jean Becquerel, c'est-à-dire qu'elle n'avait jamais apparu qu'au voisinage des raies ou de bandes d'absorption étroites. Non seulement les expériences de Brace, mais celles de Voigt lui-même sur le flint dense, celles de de Metz (2) sur diverses dissolutions, sur la colophane fondue, l'eau, le sulfure de carbone, plusieurs autres liquides diamagnétiques, l'air liquide, avaient encore donné des résultats négatifs.

Nous verrons que l'idée théorique qui nous a guidés dans ces recherches (hypothèse de l'orientation moléculaire) est tout à fait différente de celle de Voigt; mais nous pensons qu'il est préférable d'indiquer d'abord les résultats de nos expériences, sans comparer pour le moment les diverses explications que l'on peut proposer. Nous examinerons successivement : 1° dans quels liquides on trouve la biréfringence magnétique et comment elle varie avec le champ ; 2° comment elle varie avec la longueur d'onde ; 3° comment elle varie avec la température.

Dans chaque cas, nous avons été conduits à étudier sur un même corps à la fois la biréfringence magnétique et la biréfringence électrostatique (phénomène de Kerr).

et qu'on le fasse traverser par un faisceau intense de lumière blanche, l'extinction est détruite lorsque le champ est établi. Cette expérience avait été suggérée par une expérience analogue de Righi faite parallèlement au champ. Les recherches ultérieures sur la composition spectrale de la lumière rétablie lui avaient montré que, dans cette expérience, la flamme ne se comportait pas seulement comme un milieu dichroïque, mais aussi comme un milieu biréfringent (*Comptes rendus*, t. CXXVIII, 30 janvier 1899, p. 294).

(1) Voir VOIGT, *Magneto und Elektrooptik*, p. 36. Goldhammer (*Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 700), dans un mémoire où il cherchait à expliquer à la fois le phénomène de Zeeman et celui de Faraday, a envisagé de son côté l'hypothèse d'après laquelle la résistance électrique d'un milieu aimanté ne serait pas la même parallèlement et perpendiculairement au champ, ce qui entraînerait l'existence de la biréfringence magnétique. Il rappelait qu'il avait déjà émis cette hypothèse en 1887, et que Kundt avait recherché sans succès le phénomène en question sur des lames minces de fer électrolytique.

(2) Voir DE METZ, *La double réfraction accidentelle dans les liquides* (*Collection Scientia*). Paris, Gauthier-Villars, 1903, p. 43.

I. — PROCÉDÉ D'ÉTUDES. — VARIATIONS DE LA BIRÉFRINGENCE  
MAGNÉTIQUE AVEC LE CHAMP.

**Méthode optique employée.** — La méthode optique qui nous a servi dans toutes nos recherches aussi bien sur les colloïdes que sur les liquides aromatiques purs est celle qui a été indiquée, en 1889, dans les *Annales de la Faculté des sciences de Toulouse*, par Chauvin, et qui a été retrouvée depuis par d'autres physiciens qui ne connaissaient pas ce travail.

Nous rappellerons le principe de cette méthode : pour cela nous supposons qu'on ait à étudier une biréfringence non compliquée de dichroïsme, c'est-à-dire qu'entre les deux composantes OH, OV (*fig. 1*) d'une vibration incidente OA, le milieu établisse une certaine

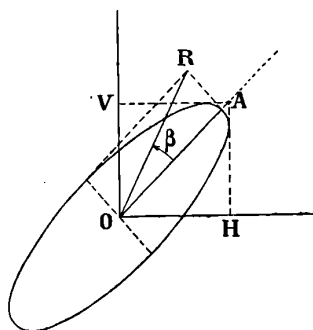


FIG. 1.

différence de marche sans changer le rapport des amplitudes. Si la vibration incidente est orientée à  $45^\circ$  des directions principales du milieu biréfringent (dans l'espèce ce seront la direction des lignes de force et la direction perpendiculaire), la vibration sortant du milieu est une vibration elliptique dont les axes sont précisément à  $45^\circ$  des lignes de force, comme l'indique la figure. L'étude de cette vibration elliptique se trouve alors simplifiée par le fait que l'on connaît la direction de ses axes : il suffira de faire traverser au rayon polarisé elliptiquement une lame quart d'onde dont les lignes neutres coïncident avec la direction de ses axes (l'une d'elles par conséquent sera dirigée suivant la vibration incidente) pour que la polarisation rectiligne soit rétablie, la vibration rétablie OR étant l'une des diagonales du rectangle circonscrit à l'ellipse. Cette vibration a tourné



d'un angle  $\beta$  par rapport à la vibration primitive OA dans un sens ou dans l'autre, suivant le signe de la biréfringence.

Le problème de l'analyse de la lumière polarisée elliptiquement se trouve ainsi, dans le cas particulier dont il s'agit, ramené au problème de la polarimétrie, c'est-à-dire de la détermination de l'azimut d'une vibration rectiligne. Il est évident que les deux problèmes sont, en effet, connexes, que l'emploi d'un quart d'onde permet de passer du premier au second ou inversement (1). On peut par exemple expliquer le principe de la méthode employée ici en remarquant que le quart d'onde transforme les deux vibrations OH, OV en deux vibrations circulaires inverses d'égale amplitude, et que l'on mesure par les méthodes polarimétriques ordinaires la différence de phase entre ces deux vibrations circulaires.

On reconnaît aussitôt le signe de la biréfringence qui correspond à une rotation  $\beta$  de sens déterminé en plaçant sur le trajet des rayons une lame mince biréfringente de signe connu, une lame de verre comprimé par exemple, qui se comporte comme un uniaxe négatif (où les vibrations parallèles aux lignes de pression se propagent plus vite que les vibrations perpendiculaires). Quant à la grandeur de la biréfringence, on la déduit de l'angle  $\beta$  mesuré par les relations :

$$\Delta = \frac{\lambda\beta}{\pi}, \quad n_e - n_o = \frac{\lambda}{e} \cdot \frac{\beta}{\pi},$$

où  $\Delta$  est la différence de marche entre les deux composantes,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $e$  l'épaisseur du liquide,  $n_e, n_o$  les indices correspondant respectivement aux directions privilégiées OH, OV. Si la biréfringence est positive,  $n_e$  est plus grand que  $n_o$ .

Pour appliquer cette méthode de Chauvin, il faut un faisceau monochromatique intense : nous nous sommes servis dans presque toutes

(1) Si l'on dispose d'un appareil très sensible pour mettre en évidence de faibles biréfringences, on pourra inversement s'en servir avec un quart d'onde pour mesurer de faibles pouvoirs rotatoires. Cette méthode avait été employée par l'un de nous dans des recherches sur le dichroïsme circulaire. Il serait par exemple possible, en utilisant la méthode de Brace, qui permet de mettre en évidence des vibrations elliptiques très aplaties, de mettre aussi en évidence de très faibles pouvoirs rotatoires. On pourra alors, même pour rechercher l'existence du pouvoir rotatoire, se servir d'un faisceau intense de lumière blanche. Pour mesurer ces très faibles rotations, il suffira de faire tourner le polariseur comme dans le travail cité plus haut, en employant de la lumière monochromatique si la dispersion rotatoire est sensible; on pourrait aussi, ce qui revient au même, faire tourner l'ensemble de la lame quart d'onde, de la lame de Brace et du nicol analyseur.

nôs recherches d'un arc au mercure : c'était un arc du modèle que M. Dufour a présenté en 1901 à la Société française de Physique et qui diffère du modèle primitif de Fabry et Perot, parce qu'on recueille la lumière envoyée par le haut, et parce que le tube central est en une matière réfractaire, telle que de la silice fondue. Cet appareil est alors très robuste, et permet d'utiliser, par exemple, des courants de 6 ampères. Les rayons rabattus horizontalement (par un prisme à réflexion totale ou par un miroir) sont rendus à peu près parallèles par un condenseur, puis traversent les cuves servant à séparer diverses raies du mercure (1) et enfin un polariseur orienté à 45° des lignes de force (2) placé en avant de l'électro-aimant.

Le quart d'onde placé après l'électroaimant doit avoir été vérifié et choisi pour la lumière employée. Nous renverrons pour cette étude (qui peut être faite par exemple avec un compensateur de Babinet) à un travail détaillé (3), où l'on justifie également la formule donnant la légère correction à apporter aux mesures faites avec une lame qui n'est pas rigoureusement quart d'onde (4). Ce quart d'onde est disposé normalement au faisceau, en utilisant pour cela le faisceau réfléchi. On règle le parallélisme d'une de ses lignes neutres avec la section principale du polariseur en faisant tourner le quart d'onde dans son plan jusqu'à ce que l'égalité des plages obtenue préalablement avec l'analyseur à pénombres soit rétablie. Le quart d'onde est muni d'une monture à charnière permettant de l'enlever au besoin

(1) Pour la radiation jaune ( $\lambda_{\text{moyen}} = 5779$  qui a servi le plus souvent, on emploie, comme on sait, une cuve d'éosine; dans les mesures très précises, il faut de plus supprimer les rayons rouges qui ne sont pas tout à fait absents de la lumière de l'arc. Pour isoler la raie verte ( $\lambda = 5461$ ), nous nous sommes servis d'une cuve renfermant une solution d'un sel de néodyme suivie d'un verre vert; pour la radiation indigo ( $\lambda = 4358$ ), d'une cuve de bisulfate de quinine suivie d'une cuve d'eau céleste.

(2) Pour réaliser cette condition, dans le cas où les lignes de force sont horizontales, on peut placer d'abord le polariseur avec sa section principale verticale et le tourner ensuite de 45°. Pour mettre la section verticale ou horizontale, on se sert, s'il s'agit d'un nicol ordinaire, du faisceau réfléchi, ou bien on place dans l'électroaimant un liquide possédant une très forte biréfringence magnétique, tel qu'une solution de fer Bravais, et on oriente l'appareil de telle manière que l'analyseur à pénombres ne montre aucune biréfringence.

(3) *Étude et emploi des micas quart d'onde et des appareils à pénombres pour diverses radiations monochromatiques* (Ann. de Chim. et de Phys., t. XX, p. 215, juin 1910).

(4) Si la différence de phase que la lame introduit n'est pas  $\frac{\pi}{2}$ , mais  $\frac{\pi}{2} + \epsilon$ , l'angle  $\beta'$  qu'on mesure est plus petit que l'angle  $\beta$  que donnerait un quart d'onde exact. On a, en effet :

$$\text{tang } 2\beta' = \text{tang } 2\beta \cos \epsilon.$$

et de le remettre ensuite exactement en place en le rabattant sur le trajet du faisceau.

L'analyseur à pénombres a été le plus souvent formé d'une lame demi-onde (ou plutôt  $3/2$  onde) de quartz, fixée sur un analyseur et tournant avec lui. Pour d'autres couleurs, nous nous sommes servis aussi quelquefois d'un polariseur de Lippich retourné et quelquefois aussi du dispositif indiqué par Poynting et employé par Lord Rayleigh (lame de verre dans un liquide actif).

Le plus souvent l'analyseur et le polariseur étaient formés tous deux par des prismes de Glazebrook (construits par Jobin), bien préférables, comme on le sait, aux nicols, car ils permettent d'éteindre complètement un faisceau de lumière intense. Un viseur permet d'observer à travers l'analyseur les plages de l'appareil à pénombres et une lunette auxiliaire avec une petite lampe à incandescence permet de lire à l'estime les quarts de minute.

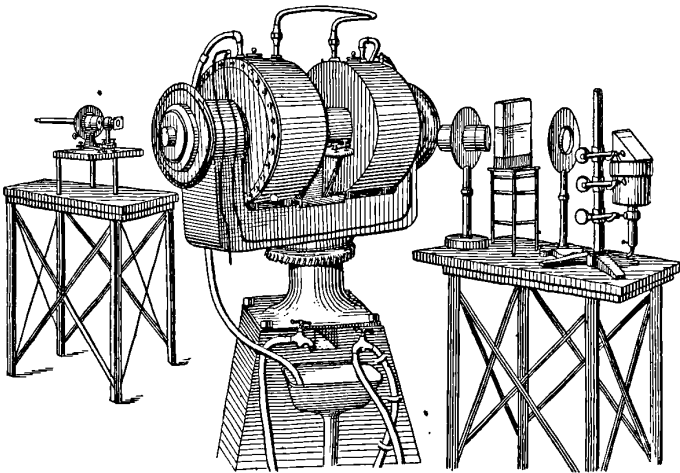


FIG. 2.

L'ensemble de l'appareil est représenté par la *fig. 2*. Nous renverrons à notre mémoire détaillé pour les indications relatives à l'emploi de l'appareil, et pour les précautions qu'il faut prendre pour rendre les mesures précises. Lorsque les plages de l'analyseur à pénombres ont un bon aspect, que la ligne de séparation est fine, les angles  $\beta$  peuvent être en général déterminés à une demi-minute près, ce qui correspond à un retard de  $1/20000$  de longueur d'onde. Or nous ver-

rons que, dans certains cas, les angles  $\beta$  ont atteint 5 à 6°. La sensibilité de la méthode optique était donc suffisante. La méthode de Brace est plus sensible encore quand on l'emploie, comme le font Skinner et Mc Comb, avec un faisceau monochromatique très intense emprunté à un spectre continu, mais on ne peut comparer les deux méthodes qu'en supposant qu'elles sont utilisées avec la même source de lumière. Nous reviendrons ultérieurement sur cette comparaison des deux méthodes.

**Électroaimant et cuves pour l'examen des liquides.** — Nous nous sommes servis successivement de plusieurs électroaimants : nous

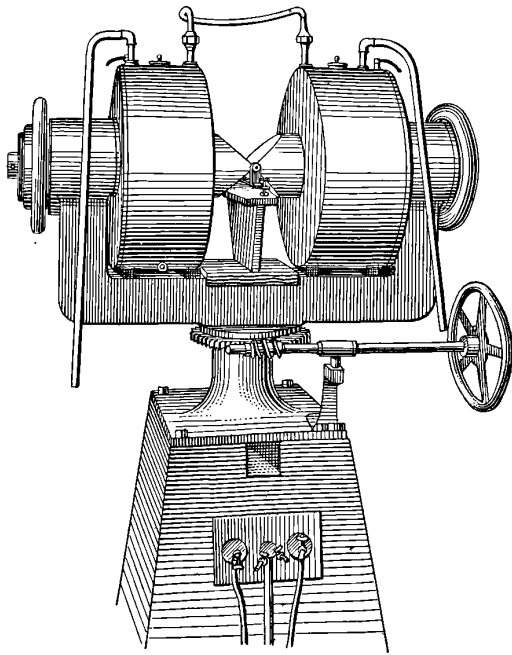


FIG. 3.

employions au début un petit électroaimant Weiss (noyaux de 7 centimètres de diamètre). Nous utilisons maintenant avec un grand avantage le gros électroaimant Weiss construit par Oerlikon et représenté sur la *fig. 3* <sup>(1)</sup>. Les noyaux de cet instrument ont 17<sup>cm</sup>,5 de

<sup>(1)</sup> Pour la description d'un instrument analogue, voir WEISS, *Bulletin des séances*, année 1907, p. 124, et *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VI, 1907, p. 353.

diamètre. Les pièces polaires en coin qui sont représentées sur la figure sont terminées par des facettes verticales de 1 centimètre de hauteur entre lesquelles est placé le tube polarimétrique.

Nous nous sommes servis aussi d'autres pièces polaires ; celles qui permettent de mesurer les biréfringences les plus grandes, dans le cas où le liquide à étudier n'absorbe pas la lumière, sont celles pour lesquelles l'intégrale  $\int H^2 dl$ , prise suivant une longueur  $l$  dirigée suivant le rayon et étendue aux limites du tube à expériences, est la plus grande possible. La largeur de l'entrefer doit toujours être assez grande pour qu'on puisse employer des tubes polarimétriques qui ne soient pas trop étroits : on sait en effet que la sensibilité des méthodes polarimétriques dépend de l'intensité lumineuse dont on dispose, de sorte que si l'on diaphragme de plus en plus le faisceau, les mesures deviennent de plus en plus difficiles, et qu'on ne gagne rien

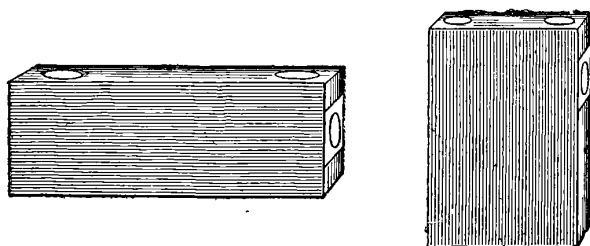


FIG. 4.

à augmenter la grandeur du phénomène étudié, d'autant plus qu'avec des tubes étroits on a plus de peine à éviter toute trace de lumière parasite. Dans les conditions où nous opérons, la partie la plus étroite du faisceau était un cercle dont le diamètre n'a guère été réduit au-dessous de 4 à 5 millimètres : c'était le cas lorsqu'on employait des cuves de faible longueur comme celles qui sont représentées par la *fig. 4* (cuves forées dans de petits blocs de verre ou de laiton et fermées par de petits couvre-objets collés à la gomme arabique) et qui ont servi dans des champs intenses. Le plus souvent nous utilisons des tubes plus larges (diamètre 7 à 9 millimètres, longueur 15-23-33 centimètres), en verre ou en laiton, fermés par des couvre-objets ronds que des bonnettes à vis permettaient d'appliquer, sans employer de colle, sur les extrémités

dressées des tubes. La *fig. 5* donne une idée de ces tubes ; sur la *fig. 2*, on voit qu'ils étaient posés sur un support à vis calantes qui permettait, après les avoir enlevés et après en avoir changé le liquide, de les remettre exactement à la même place. On peut ainsi faire des

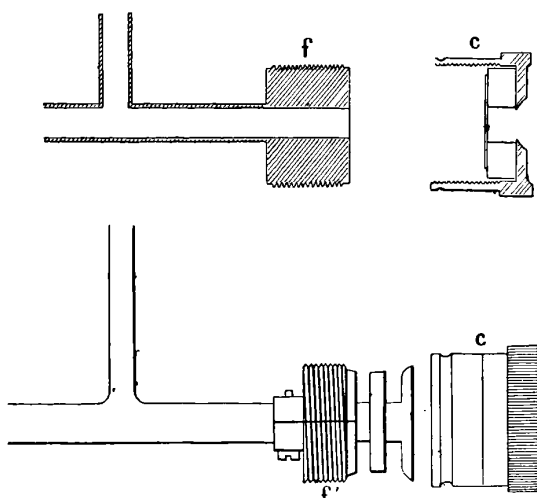


FIG. 5.

mesures relatives correctes, bien que les extrémités de semblables tubes soient dans la partie non uniforme du champ magnétique.

**Mesures sur la nitrobenzine.** — Dès nos premiers essais sur la nitrobenzine, faits en utilisant un champ qui ne dépassait pas 12 000 unités, nous avons constaté l'existence d'une biréfringence magnétique bien nette, le liquide placé dans le champ magnétique se comportant comme une lame très mince d'un cristal positif comme le quartz, taillé parallèlement à l'axe, et dont l'axe serait parallèle aux lignes de force.

Les mesures de cette biréfringence sont devenues plus précises lorsque nous avons employé des champs de l'ordre de 19 000 gauss. C'est ainsi que, pour une épaisseur de liquide de 42 millimètres, à la température de 22°, le champ étant voisin de 18 500 gauss, l'angle  $\beta$  mesuré atteint 36 minutes pour la lumière jaune de l'arc au mercure<sup>(1)</sup>.

Ce qui nous avait fait faire nos premiers essais sur la nitroben-

(1) *Comptes rendus*, t. CXLV, juillet 1907, p. 229.

zine, c'est, comme nous l'avons dit déjà, que nous avons été amenés à penser que ce liquide renfermait peut-être des particules en suspension. Mais nous avons retrouvé les mêmes valeurs, aux erreurs d'expérience près, pour plusieurs échantillons de provenance différente. La filtration, même à travers une bougie Chamberland à pores fins (marque B), ne change pas cette biréfringence; enfin, on retrouve encore la même valeur, quand la température reste la même, en agitant la nitrobenzine avec du noir d'ivoire et filtrant, ce qui la décolore légèrement; de même encore, lorsqu'on la laisse quelque temps en contact avec de la chaux vive en agitant de temps en temps et filtrant ensuite, opération qui lui enlève une partie de l'humidité que la benzine retient toujours <sup>(1)</sup>.

Toutes ces manipulations auraient sans doute modifié le nombre des particules ultramicroscopiques, si c'était à de semblables particules, trop petites pour être vues à l'ultramicroscope, qu'il fallait attribuer les propriétés magnéto-optiques observées. Nous avons été ainsi conduits à abandonner notre idée première et à attribuer ces propriétés au liquide pur lui-même, hypothèse qui s'est bientôt trouvée confirmée par les recherches ultérieures.

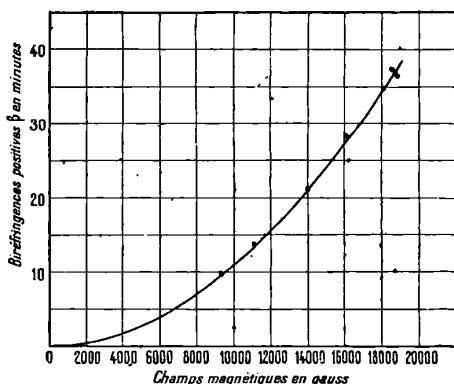


FIG. 6.

*Variations de la biréfringence avec le champ.* — Cette étude a d'abord été faite en utilisant le petit électro-aimant Weiss, muni de pièces tronconiques et une épaisseur de liquide de 42 millimètres seulement. Les champs magnétiques ont été mesurés en valeur abso-

(1) Cf. BECKMANN et LOCKEMANN, *Zeitsch. f. physik. Chem.*, t. LX, 1907, p. 387.

lue pour diverses valeurs du courant magnétisant à l'aide de la balance (1). Les valeurs des angles  $\beta$  correspondant aux diverses valeurs du champ, mesurées à des températures qui n'ont pas été rigoureusement constantes, mais qui ne se sont guère écartées de  $24^\circ$ , nous ont donné la courbe représentée par la *fig. 6*. Cette courbe est une parabole ; on le voit facilement en construisant la courbe de

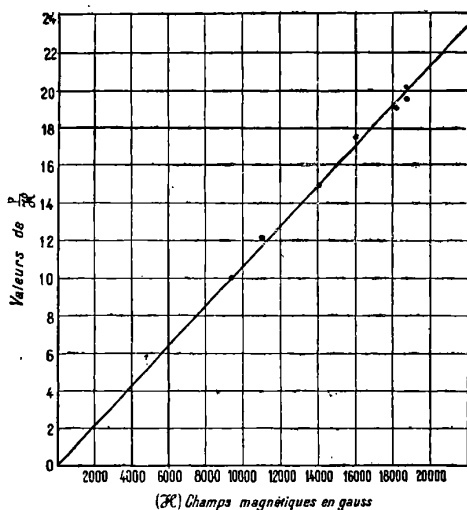


FIG. 7.

la *fig. 7*, où l'on a porté en abscisses les valeurs du champ et en ordonnées les valeurs de  $\frac{\beta}{H}$ . Cette nouvelle courbe est une droite aux erreurs des mesures près. Ces erreurs tiennent surtout à l'influence des variations de température. L'appareil qui nous servait alors ne permettait pas de tenir compte avec précision de cette influence, parce qu'au cours des mesures les pièces polaires et la cuve elle-même s'échauffaient toujours peu à peu et qu'il aurait fallu mesurer la température de la petite masse de nitrobenzine contenue dans le tube.

Dès nos premières mesures, nous avons vérifié que les angles  $\beta$  variaient proportionnellement à l'épaisseur du liquide quand le

(1) Pour le modèle de balance qui nous a servi, voir COTTON et WEISS, *Bulletin des séances*, année 1907, p. 140, et *J. de Phys.*, t. VII, 1907, p. 429.



champ est uniforme. L'angle  $\beta$  est relié, d'autre part, à la différence de marche évaluée en longueur d'onde  $\frac{\delta}{\lambda}$  par la relation :

$$\frac{\delta}{\lambda} = \frac{\beta}{\pi}.$$

On peut donc poser

$$(1) \quad \frac{\delta}{\lambda} = C e H^2$$

où H est le champ,  $e$  l'épaisseur évaluée en centimètres et C une constante (pour une longueur d'onde et une température données) qui correspond à la constante de Kerr dans le cas du phénomène électro-optique.

Nos expériences ultérieures faites à Zurich avec la collaboration de M. Weiss (1) nous ont permis de mesurer la biréfringence dans des champs dépassant 30 000 unités, et nous permettent de donner dès à présent une valeur approximative, que nous préciserons plus tard, de la valeur de C relative à la nitrobenzine. Une petite cuve de 20<sup>mm</sup>,3 d'épaisseur a été placée successivement dans un champ de 31 570 gauss et dans un champ de 21 900. Ces champs ont été mesurés par M. Weiss, qui a collaboré à toutes nos expériences faites à Zurich. Il se servait pour cela d'une bobine exploratrice reliée à un galvanomètre balistique, l'étalonnage de ce système ayant été fait au moyen de la balance. Nous avons ainsi obtenu les résultats suivants qui se rapportent à une température voisine de 19°.

Champ.....	31 570	$\beta = 53,5 \text{ min.},$	$\frac{\beta}{H^2} = 5,37$
Champ.....	21 900	$\beta = 25,5 \text{ min.},$	$\frac{\beta}{H^2} = 5,32$

On voit que la biréfringence de la nitrobenzine continue à croître proportionnellement au carré du champ, même pour des valeurs élevées de celui-ci.

Au contraire, les liqueurs mixtes et les colloïdes ne suivent, comme on sait, la loi de proportionnalité au carré du champ que dans des champs faibles. Nous rappellerons que nous avons trouvé, en étudiant la biréfringence négative d'un colloïde ferrique avec le même

(1) *Comptes rendus*, t. CXLV, 1907, p. 870.

électro-aimant, que la loi de Majorana est nettement en défaut pour des champs dépassant une vingtaine de mille unités et que cet écart s'accroît dans des champs plus intenses (1).

Chaudier a également observé une saturation dans des champs plus faibles en étudiant des liqueurs mixtes renfermant, il est vrai, des particules beaucoup plus grosses que les colloïdes. Pour la nitrobenzine, au contraire, aucun désaccord systématique avec la loi n'apparaît, même dans des champs dépassant 30 000 unités.

Si, d'après la valeur 53,5 minutes, obtenue dans le champ de 31 570 gauss, on calcule la valeur de la constante C de la formule (1), on trouve qu'on a

$$C = 2,45 \cdot 10^{-12} (\lambda = 578, t = 19^\circ).$$

Nous adopterons provisoirement cette valeur que nous préciserons plus tard. Il faudrait apporter à ce résultat une légère correction due au quart d'onde, et surtout les angles mesurés avec cette faible épaisseur sont trop petits.

Calculons dans ce champ de 31 570 unités la différence des indices des vibrations parallèles et perpendiculaires au champ; nous avons

$$n_e - n_o = \frac{\lambda \beta}{e \pi} = 1,4 \cdot 10^{-7}.$$

Cette différence n'est guère supérieure à un dix-millionième. Il ne faut pas être surpris de sa petitesse : les mesures de biréfringence ou de pouvoir rotatoire constituent, comme on sait, un procédé interférentiel de très grande sensibilité. Il suffit de remarquer que cette différence est exactement la même que celle qui existe entre les indices *droit* et *gauche* d'un liquide dont le pouvoir rotatoire serait de 9° pour un tube de 20 centimètres de long.

Si l'on prend des épaisseurs de liquide plus grandes, les angles  $\beta$  prennent rapidement des valeurs suffisantes pour que cette biréfringence magnétique puisse être mise en évidence par les moyens les plus grossiers, par exemple par observation directe entre les nicols croisés d'une source constituée par le filament d'une lampe à incandescence. Avec un tube de 319 millimètres de long placé entre les longues pièces polaires de l'électroaimant de Zurich, l'angle  $\beta$

(1) *Ann. de Phys. et de Chimie*, t. XI, 1907, p. 178.

(lumière jaune, température 15°) était de 319 minutes. On peut alors montrer par projection que l'extinction d'un faisceau intense de lumière blanche est détruite quand on établit le champ magnétique.

Dans ces conditions, on voit que la différence de marche est d'environ  $\frac{1}{30}$  de longueur d'onde. On peut la mesurer également au moyen du compensateur de Babinet. Cette valeur montre qu'on pourrait, si l'on disposait de moyens encore un peu plus puissants, aborder la question des retards absolus des deux vibrations principales par les méthodes interférentielles directes. Il s'agirait de savoir si les deux vibrations principales sont modifiées dans leur propagation ou si l'une d'elles seulement a sa vitesse modifiée ; dans le dernier cas, on pourrait espérer constater un déplacement égal à  $\frac{1}{30}$  de frange, dans les conditions de l'expérience précédente. L'expérience ne paraît pas impossible, mais très difficile. Il paraît préférable d'attendre, pour chercher à la faire, de voir si on ne pourrait pas augmenter le champ, et aussi si d'autres corps ne sont pas plus actifs que la nitrobenzine et ne pourraient pas être employés avec avantage.

Une autre question qui se pose à propos des biréfringences accidentelles et qui paraît plus difficile encore à résoudre est de savoir si la biréfringence suit instantanément les variations du champ. Les expériences sur la nitrobenzine n'indiquent aucun retard ni résidu appréciable (1), mais on ne peut pas, semble-t-il, faire varier un champ magnétique obtenu avec un appareil contenant du fer assez vite pour répondre à la question posée.

**Recherches sur d'autres corps.** — Nous avons recherché tout d'abord si des corps ayant le même noyau moléculaire que la nitrobenzine possédaient la même propriété. Nous l'avons retrouvée tout d'abord dans la *benzine*, qui est environ quatre fois moins active que la nitrobenzine ; on peut cependant mesurer les angles  $\beta$  corres-

---

(1) Avec la disposition donnée à notre électroaimant, qui est mis en court-circuit avant que l'on coupe le courant (dispositif indiqué par Foucault pour supprimer l'arc de rupture), les phénomènes d'induction se prolongeant quelques instants au moment de la rupture aussi bien qu'au moment de la fermeture, le champ ne disparaît pas instantanément, et il en est de même de la biréfringence.

pondants avec une précision voisine du centième en employant des tubes longs. La comparaison de l'angle  $\beta$  avec celui qui est relatif à la nitrobenzine mise dans le même tube à la même place dispense de l'étude du champ qui n'est plus alors uniforme, et permet de voir si la biréfringence varie ici encore proportionnellement au carré du champ.

La benzine étant un corps qu'on peut préparer dans un état de pureté assez grand, il était tout indiqué d'étudier diverses benzines dites *pures* de provenance différente. Voici des résultats obtenus à Zurich, où l'on a placé les trois échantillons suivants dans un tube de 319 millimètres de long, le courant et par suite le champ étant presque rigoureusement les mêmes dans les trois cas :

	Température	Valeur de la biréfringence $\beta$ en minutes
Benzine pure de Kahlbaum.....	18°,3	86
— pure de l'acide benzoïque.....	18°,5	86,5
— sans thiophène de Poulenc....	18°,8	86,25

Les différences sont de l'ordre des erreurs d'expériences, et la température, comme on le voit, n'est pas restée tout à fait invariable.

Ces mesures conduisent à rejeter ici encore l'hypothèse de particules accidentelles. C'est bien une propriété spécifique du corps lui-même qu'on étudie. La benzine ne renferme d'ailleurs aucune particule ultramicroscopique visible, bien qu'elle aussi diffuse de la lumière lorsqu'on l'éclaire par un faisceau concentré de lumière solaire.

La comparaison des angles  $\beta$  mesurés pour deux valeurs du courant magnétisant, d'abord sur la nitrobenzine, puis sur l'un des échantillons de benzine précédents, montre que la biréfringence de la benzine suit, elle aussi, la loi de proportionnalité au carré du champ.

La valeur trouvée pour la benzine pure de Kahlbaum (température 18°,3) étant comparée à celle de la nitrobenzine (température 15°), on voit que le rapport des deux biréfringences est égal à 0,227. Nous étudions plus loin la loi de variation de la biréfringence de la nitrobenzine avec la température. En utilisant cette étude pour corriger le résultat précédent, on trouve que le rapport de la biréfringence de la benzine à celle de la nitrobenzine, les deux corps étant pris à 18°,3, est 0,233.

Si l'on examine maintenant différents dérivés substitués de la ben-

zine, on trouve qu'ils sont, eux aussi, biréfringents dans le champ magnétique. Il en est de même si l'on passe alors à divers corps qui contiennent le noyau benzénique. Même résultat encore quand il s'agit de composés liquides dont la molécule renferme plusieurs noyaux benzéniques ou des noyaux analogues avec doubles liaisons ; c'est ainsi que la naphthaline monobromée est à peu près aussi active que la nitrobenzine, et que la pyridine ou le furfurol deviennent aussi nettement biréfringents.

Le tableau suivant renferme pour quelques-uns des corps étudiés le résultat des mesures ; les corps pour lesquels le rapport à la nitrobenzine est indiqué sont les seuls que nous ayons étudiés dans des champs intenses et pour lesquels le nombre déterminé a déjà une valeur assez approchée. Ces nombres sont déduits de la comparaison des biréfringences mesurées avec celles qui figurent en tête du tableau pour la nitrobenzine, chaque tube d'expériences ayant toujours été employé dans des conditions de champ presque invariables. Pour les corps qui n'ont été observés qu'avec le petit électroaimant, nous indiquons seulement, entre parenthèses, le nombre brut observé pour donner une idée de l'ordre de grandeur du phénomène. Ces nombres se rapportent à une épaisseur constante de liquide (tube A, 42 millimètres) ; ils ont été déterminés, comme le montre le tableau, dans des conditions dans lesquelles la nitrobenzine donnait une biréfringence d'environ 30 minutes. On pourra en déduire si l'on veut une estimation assez grossière des rapports de la biréfringence des corps correspondants à celle de la nitrobenzine, rapports que nous espérons déterminer plus tard dans de meilleures conditions : ceux dont nous indiquons la valeur avec trois chiffres ne nous paraissent guère exacts qu'à environ 2 0/0.

Nous devons remercier vivement plusieurs chimistes qui ont bien voulu mettre à notre disposition des corps qu'ils avaient préparés ou purifiés. C'est ainsi que, dans le tableau suivant, les corps marqués (P) nous ont été envoyés par M. Pascal, qui avait mesuré leurs propriétés magnétiques. Le phénylbutadiène ainsi que plusieurs corps inactifs nous ont été envoyés par MM. Lemoult et Busignies<sup>(1)</sup>.

---

(1) Pour voir si un corps est ou non biréfringent, il suffit d'en avoir quelques gouttes pour remplir la petite cuve, mais, pour faire une mesure un peu soignée, environ 8 centimètres cubes de liquide sont nécessaires.

Liquides	Conditions de l'expérience	Biréfringence $\beta$ mesurée en minutes	Température	Rapport à la biréfringence de la nitrobenzine à la même température
Nitrobenzine.....	»	»	»	»
Tube de 42mm.....	A	(+ 30)	24°	»
— 319mm.....	B	+ 379	15	»
— 326mm.....	C	306	16 ,8	»
— 20mm,3.....	D	58	15?	»
— 232mm.....	E	296,5	13	»
Benzine (K).....	B	+ 86	18 ,3	+ 0,233
— monochlorée.....	B	103	20	0,288
— monobromée.....	B	97	15 ,7	0,237
— monoiodée.....	A	(10)	22 ,5	»
Cyanure de phényle (P)....	E	116	14	0,395
Aniline.....	A	(5,5)	21 ,5	»
Toluène.....	C	74	17 ,5	0,245
Orthonitrotoluène.....	A	(17,5)	16 ,5	»
Métanitrotoluène.....	A	(23,5)	22	»
Chlorure de benzoyle.....	A	(16)	22 ,3	»
Cyanure de benzyle (P)....	E	66	14 ,2	0,225
Acétate de benzyle.....	A	(10)	?	»
Orthoxylène.....	B	106,25	14	0,278
Métaxylène.....	B	94,5	16 ,2	0,250
Métaxylène mononitré.....	A	(21)	15 ,2	»
Paraxylène mononitré.....	A	(21)	?	»
Cumène.....	A	(10)	20	»
Cinnamate d'éthyle.....	A	(18)	17	»
Benzoate d'amyle.....	A	(8)	19 ,7	»
Phénylbutadiène.....	E	187	15 ,4	0,64
Carvacrol (P).....	E	45	13	0,151
Salol surfondu.....	»	»	16	0,62
Naphtaline monobromée $\alpha$ ..	B	369	17	0,99
Naphtaline monochlorée...	D	63	15?	1,08
Bétol surfondu.....	»	»	18	1,6
Indène (P).....	E	131	13 ,8	0,446
Quinoléine (P).....	E	242,5	14 ,9	0,830
Pyridine.....	A	(8)	18 ,5	»
Thiophène (P).....	E	46	14 ,8	0,156
Furfurol.....	A	(13,5)	17	»
Sulfure de carbone.....	B	— 74	15 ,5	— 0,196

Outre les liquides qui figurent dans ce tableau, nous en avons examiné quelques autres renfermant aussi des noyaux benzéniques, en particulier des corps solides dissous. Nous ne donnerons pas dans ce travail les résultats obtenus, car cette étude doit être faite d'une manière systématique avec le gros électroaimant dont nous disposons. Le seul résultat qu'il importe de retenir actuellement est d'ordre

purement qualitatif : *Tous les composés liquides appartenant à la série aromatique possèdent la biréfringence magnétique, et cette biréfringence a toujours été trouvée positive.*

*Au contraire, aucun des liquides de la série grasse que nous avons étudiés ne nous a donné dans les mêmes conditions de biréfringence sensible (1).* En voici la liste : hexane, octane, éther de pétrole, amyène; chloroforme, tétrachlorure de carbone, dibromure d'éthylène, monobromure d'allyle; alcools éthylique, isobutylique, amylique; glycérine; acétone; éther sulfurique; sirop de sucre; acide oléique; acétate d'amyle, tartrate d'éthyle. Plusieurs de ces corps ont été examinés seulement dans le petit électroaimant dans un champ de 16 200 unités et sous une épaisseur de 42 millimètres.

Dans un travail important sur lequel nous aurons à revenir, Skinner (2) a étudié récemment différents liquides au point de vue de la biréfringence magnétique. Parmi les huit liquides pour lesquels il a constaté le phénomène, il y en a deux que nous n'avons pas examinés : ce sont la diméthylaniline et la diéthylaniline. Ils appartiennent aussi à la série aromatique (3).

La biréfringence magnétique ne paraît pas ainsi une propriété de tous les corps organiques, mais de classes entières de corps dont la molécule présente des caractères particuliers de structure (4).

Nous avons étudié aussi certains liquides minéraux. Le seul avec

(1) Nous avons cru d'abord observer une biréfringence dans le cas du chloroforme : elle était due à ce que le produit étudié renfermait des particules solides; cette biréfringence accompagnée de dichroïsme, qui ne disparaissait pas aussitôt après la suppression du courant, s'effaçait lorsqu'on laissait reposer le liquide ou simplement quand on le filtrait sur papier. Nous signalerons que l'acétylacétone dont nous avons examiné deux échantillons nous montrait également une biréfringence très faible (rapport à la nitrobenzine = 0,04) accompagnée d'un dichroïsme plus faible encore. Le produit examiné dans le grand tube de verre C était légèrement jaunâtre; il n'était peut-être pas pur, et l'étude de ce corps serait à reprendre.

(2) SKINNER, *Physical Rev.*, t. XXVIII, p. 228, 1909 (résumé); t. XXIX, p. 54, décembre 1909 (travail détaillé).

(3) Nous donnons dans notre travail détaillé la comparaison avec les nôtres des valeurs relatives trouvées par Skinner pour la longueur d'onde 5 800 voisine de celle de la radiation jaune du mercure : cette comparaison montre que les corps se rangent dans le même ordre et que les rapports ne diffèrent pas beaucoup. Les valeurs absolues de la constante C pour la nitrobenzine diffèrent sensiblement. La connaissance de cette constante suppose, il est vrai, que le champ est mesuré avec précision; nous espérons pouvoir prochainement revenir sur cette question.

(4) Les composés cycliques sans double liaison ne possèdent pas la biréfringence magnétique : nous avons étudié à ce point de vue le cyclohexane et le cyclohexanone, le premier dans le champ du gros électroaimant; ils ne donnent pas trace de biréfringence.

lequel nous avons trouvé une biréfringence est le sulfure de carbone. Il nous donne toujours une biréfringence magnétique négative (c'est-à-dire de signe opposé à celle de tous les composés aromatiques) que la filtration sur une bougie serrée ou une distillation ne paraissent pas modifier. Cette biréfringence varie, elle aussi, proportionnellement au carré du champ. Le nombre indiqué dans le tableau précédent montre qu'elle est, dans nos expériences, à peu près le cinquième de celle de la nitrobenzine (1).

## II. — DISPERSION DES DEUX BIRÉFRINGENCES MAGNÉTIQUE ET ÉLECTRIQUE.

**Variations de la biréfringence magnétique de la nitrobenzine avec la longueur d'onde.** — Nous avons fait (2) l'étude de la variation avec la longueur d'onde de la biréfringence magnétique en nous occupant tout spécialement de la nitrobenzine (3). Nos mesures ont été faites avec les trois radiations jaune, verte et indigo du mercure et avec les deux raies C et F de l'hydrogène. Nous nous sommes astreints dans chaque cas à comparer la valeur de  $\beta$  avec celle qu'on obtient dans les mêmes conditions pour la raie jaune du mercure. Comme la nitrobenzine absorbe la partie la plus réfrangible du spectre, nous avons dû, en effet, employer des tubes de diverses longueurs.

Nous nous bornerons à reproduire le tableau suivant, qui contient les rapports ainsi déterminés. Ces *rapports* nous paraissent exacts à moins de 2 0/0 près, sauf pour les deux radiations extrêmes, pour lesquelles l'erreur relative peut être plus grande.

Longueurs d'onde.....	6563	5779	5461	4861	4358
Valeurs de $\beta$ .....	0,87	1	1,08	1,26	1,47
Valeurs de $\beta\lambda$ .....	571	578	589	613	641

(1) Skinner a trouvé un rapport plus faible (— 0,14). Il convient de rappeler que les valeurs trouvées pour la constante de Kerr dans le sulfure de carbone varient avec les échantillons. Voir notamment le travail récent de Mc Comb (*Phys. Rev.*, t. XXIX, décembre 1909, p. 525).

(2) *Comptes rendus*, t. CXLVII, 20 juillet 1908, p. 193.

(3) On va voir, en effet, que des mesures ayant le même objet ont été faites sur d'autres corps en Amérique. Nous avons cependant fait quelques mesures sur la naphthaline monobromée. Le rapport des biréfringences mesurées pour la lumière indigo du mercure et pour la lumière jaune dans les mêmes conditions (petite cuve de 2 centimètres environ de longueur) a été trouvé égal à 1,54 et le rapport des produits  $\beta\lambda$  à 1,16. La variation est donc un peu plus rapide qu'avec la nitrobenzine : nous verrons plus loin que cela peut être rattaché au fait que la naphthaline monobromée est plus dispersive.



On trouvera plus loin (fig. 9) une courbe représentant ces résultats.

On voit que les valeurs de  $\beta$  pour la nitrobenzine croissent régulièrement quand la longueur d'onde diminue. Si l'on examine les valeurs des produits  $\beta\lambda$  qui figurent dans la dernière ligne du tableau, on voit que ces produits croissent eux aussi régulièrement du rouge au violet ; mais on voit que les angles  $\beta$  mesurant les biréfringences varient bien moins rapidement avec la longueur d'onde que les angles mesurant un pouvoir rotatoire naturel ou magnétique. On sait, en effet, que, pour les corps transparents, ces rotations varient un peu plus vite que l'inverse du carré de la longueur d'onde.

La biréfringence magnétique de la nitrobenzine varie d'une façon régulière d'un bout à l'autre du spectre visible. Spring<sup>(1)</sup> ayant signalé que la nitrobenzine sous une très grande épaisseur (10 mètres environ) montre des bandes d'absorption dans l'orangé (près des longueurs d'onde 6032 et 5897), nous avons cherché si leur influence sur les courbes de dispersion était sensible dans les conditions où nous opérions et où les bandes elles-mêmes étaient, bien entendu, tout à fait invisibles. Le résultat a été négatif : le déplacement de la frange au compensateur de Babinet croit du rouge au violet sans qu'on voie rien de particulier dans l'orangé.

Si l'on calcule la différence des indices ordinaire  $n_o$  et extraordinaire  $n_e$  du liquide placé dans le champ magnétique, différence qui est proportionnelle à  $\beta\lambda$ , on trouve que cette différence varie dans le même sens, mais un peu plus vite du côté des courtes longueurs d'onde, que la différence des indices principaux du quartz. Cela explique que si l'on regarde en lumière blanche la frange déplacée du compensateur, elle paraît achromatique.

**Variations de la biréfringence électrique de la nitrobenzine avec la longueur d'onde.** — La nitrobenzine se prêtait particulièrement bien à la comparaison des deux biréfringences magnétique et électrique, parce que le phénomène de Kerr est pour ce corps particulièrement grand. Cette propriété est même l'une de celles qui avaient attiré notre attention sur ce corps au début de nos recherches. Nous avons mesuré sa biréfringence électrique pour les mêmes radiations qui ont été indiquées plus haut en utilisant, au moins pour la plupart

---

(1) SPRING, *Rec. trav. chim. des Pays-Bas*, t. XVI, p. 19; 1897.

des mesures, un appareil qui a été mis à notre disposition par M. Lemoine.

Le condensateur est formé de deux plaques de laiton rectangulaires longues de 180 millimètres, hautes de 33 millimètres, et disposées parallèlement à une distance de 4 millimètres. Les lames de ce condensateur étaient disposées verticalement dans une cuve de verre moulé de 20 centimètres de longueur. Les extrémités de cette cuve avaient été rodées de façon à former deux plans sensiblement parallèles, et l'on y avait pratiqué deux trous sur lesquels étaient appliquées des glaces non trempées pour le passage des rayons lumineux. Nous n'avons pu éviter la trempée de ces lames terminales qu'en les constituant par de grands couvre-objets.

Quand on remplit cet appareil de nitrobenzine et qu'on analyse le rayon lumineux par la même méthode qui a servi pour les phénomènes magnéto-optiques, on constate déjà une biréfringence sensible lorsqu'on relie les deux lames aux bornes du secteur du laboratoire (110 volts). Nos expériences sur la nitrobenzine, sauf celles faites en lumière bleue dont il sera question plus loin, ont donc pu être faites avec des voltages beaucoup moins élevés que ceux qu'on a employés habituellement dans des recherches semblables. Cela présente l'avantage que la nitrobenzine, étant toujours un peu conductrice, les variations de température provenant de l'effet Joule ont leur influence réduite autant que possible.

Une autre particularité est à signaler dans nos expériences. Au lieu d'employer comme d'habitude des forces électromotrices continues, nous avons employé le plus souvent des forces électromotrices alternatives (fréquence 30 environ). L'expérience montre que les mesures sont toujours plus faciles avec les voltages alternatifs qu'avec des voltages continus de même valeur efficace. Les mouvements tourbillonnaires, qui se produisent toujours dans le liquide quand on électrise un condensateur de Kerr et qui ont l'inconvénient en particulier de faire mouvoir des poussières entre les lames, sont alors moins gênants. De plus, on peut commodément faire varier la tension dans de très larges limites, en employant un transformateur en dérivation sur un rhéostat parcouru par un courant réglable.

Le secteur alternatif du laboratoire nous a servi dans quelques expériences, mais nous avons trouvé bien préférable de produire nous-même le courant alternatif utilisé. On évite ainsi des variations rapides de voltage qui rendent les expériences d'autant plus diffi-

ciles que le phénomène à mesurer varie proportionnellement au carré du champ.

Un calcul que nous ne reproduisons pas ici montre que l'on peut, sans rien changer à l'analyseur à pénombres employé, mesurer les biréfringences produites par ces champs alternatifs, pourvu qu'elles ne soient pas trop grandes, comme c'était le cas dans nos expériences. L'angle que l'on mesure est le même que celui qu'on obtiendrait si l'on remplaçait le champ alternatif par un champ continu de même valeur efficace.

Avant d'étudier pour les diverses couleurs les valeurs de la biréfringence de la nitrobenzine, nous avons vérifié, en nous servant de

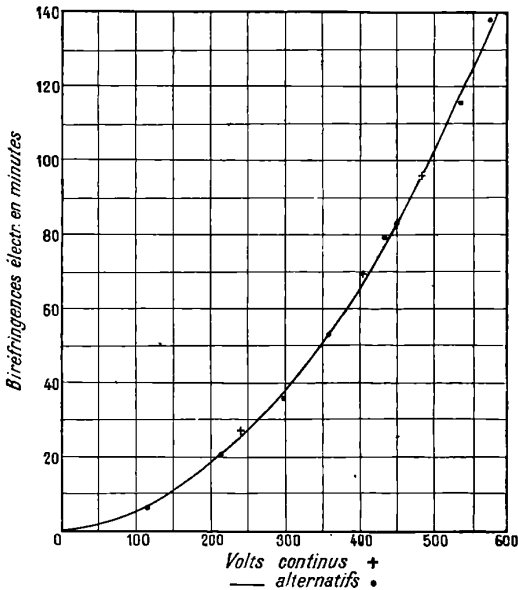


FIG. 8.

la lumière jaune du mercure, que la nitrobenzine obéit à la loi de Kerr. La courbe représentée par la *fig. 8* (où quelques points ont été déterminés avec des batteries d'accumulateurs) est, en effet, une parabole. De plus, nous avons trouvé qu'à une température voisine de 22°, le rapport des constantes électro-optiques de Kerr pour la nitrobenzine et le sulfure de carbone est voisin de 98 (lumière jaune du mercure). Enfin, une mesure faite avec le sulfure de carbone,

mais sans les précautions que nécessiterait une détermination précise, nous a donné, pour la constante de Kerr relative au sulfuré de carbone que nous employons, la valeur approximative  $B = 3,1 \cdot 10^{-7}$  se rapportant aux mêmes conditions expérimentales<sup>(1)</sup>.

Les mesures de dispersion ont été faites comme dans le cas du phénomène magnéto-optique, c'est-à-dire qu'on a comparé, dans chaque cas, en se plaçant autant que possible dans les mêmes conditions de température et de champ, les valeurs de  $\beta$  relatives à la radiation employée et à la radiation jaune du mercure<sup>(2)</sup>. Les rapports ainsi déterminés sont donnés dans le tableau suivant ; les erreurs sur ces rapports peuvent être légèrement supérieures à celles qu'on a faites dans les mesures magnéto-optiques (au plus 20/0, sauf pour les deux radiations extrêmes et surtout pour la lumière rouge). Nous y avons joint les rapports trouvés antérieurement pour la biréfringence magnétique.

Longueurs d'onde.....	6563	5779	5461	4861	4358
$\beta$ (biréfringence électrique)....	0,83	1	1,10	1,26	1,45
$\beta$ (biréfringence magnétique)...	0,87	1	1,08	1,26	1,47

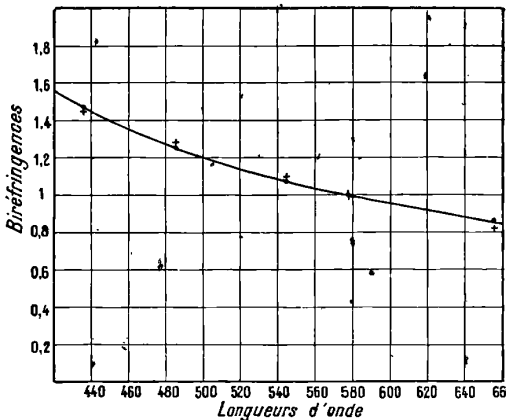


FIG. 9.

La *fig. 9* représente ces résultats, La courbe tracée se rapporte à

(1) La valeur de  $B$  est donnée comme on sait par la formule :

$$\frac{\delta}{\lambda} = \frac{\beta}{\pi} = Bl \left( \frac{V}{e} \right)^2$$

où  $V$  est évalué en unités électrostatiques.

(2) Pour la radiation la plus réfrangible, nous nous sommes servis d'une cuve plus courte (3<sup>m</sup>,3) et de voltages plus élevés (de l'ordre de 1 500 volts).

la biréfringence magnétique, pour laquelle les mesures ont été plus faciles. Les points marqués par des croix se rapportent à la biréfringence électrique. *On voit que, dans la limite des erreurs d'expériences, les biréfringences magnétique et électrique varient suivant la même loi en fonction de la longueur d'onde.*

**Mesures de Skinner et Mc Comb. Relation de Havelock entre la biréfringence et l'indice de réfraction.** — Depuis que nous avons publié ce résultat relatif à la nitrobenzine (1), Skinner et Mc Comb ont publié sur ce sujet un travail important (2). Ces physiciens ont, en effet, mesuré les deux dispersions magnétique et électrique, non seulement dans le cas de la nitrobenzine, pour laquelle ils vérifient notre résultat, mais dans le cas de huit autres liquides différents (3). Dans tous ces cas, y compris celui du sulfure de carbone, pour lequel les deux biréfringences sont de signe opposé, ces physiciens trouvent que les deux dispersions sont les mêmes dans les limites des erreurs d'expériences. Leurs mesures beaucoup plus étendues que les nôtres viennent donc généraliser singulièrement le résultat que nous avons obtenu et en augmentent beaucoup la portée.

Les physiciens américains ont cherché, en outre, une réponse à une question posée par Havelock (4), à la suite de travaux théoriques sur la dispersion de la biréfringence. Havelock avait proposé, à la suite de ces travaux, dont nous dirons quelques mots plus loin, de rechercher si la formule suivante représentait la dispersion de la biréfringence magnétique et électrique :

$$n_e - n_o = \text{Const.} \frac{(n^2 - 1)^2}{n}.$$

Havelock avait trouvé lui-même que cette formule représentait les résultats expérimentaux de Hagenow sur la dispersion de la biré-

(1) COTTON et MOUTON, *Comptes rendus*, t. CXLVII, p. 493; 1908.

(2) SKINNER, *loc. cit.*; Mc Comb., *Phys. Rev.*, t. XXIX, p. 525; décembre 1909.

(3) Voici quels étaient ces liquides : nitrotoluène, benzine, benzine chlorée, benzine bromée, diéthylaniline,  $\alpha$ -monobromonaphtaline et sulfure de carbone. Leurs mesures ont été faites dans chaque cas pour onze radiations entre les longueurs d'onde 4 400 et 6 600, isolées dans un spectre continu au moyen d'un séparateur de radiations. Les mesures de biréfringence faites par la méthode de Brace sont décrites dans le mémoire de Mc Comb. Ces travaux sont complétés par des mesures d'indice et de pouvoir rotatoire magnétique pour les mêmes radiations.

(4) HAVELOCK, *Physical Rev.*, t. XXVIII, p. 136; février 1909.

fringence électrique du sulfure de carbone. Skinner et Mc Comb ont trouvé que cette formule représente avec assez d'exactitude les résultats sur les neuf liquides qu'ils ont étudiés. Nous avons, de notre côté, cherché une réponse à la même question; nos mesures, qui n'avaient porté presque exclusivement que sur la nitrobenzine (<sup>1</sup>), ont consisté à déterminer avec un réfractomètre de Pulfrich les indices pour les diverses radiations utilisées du liquide qui nous avait servi. Dans le tableau suivant, à côté de ces indices, figurent les valeurs de  $\beta\lambda$ , qui résultent des mesures de la biréfringence magnétique, quantités qui sont proportionnelles aux différences des indices principaux du milieu biréfringent et qui peuvent leur être substituées pour la vérification de la loi de Havelock. La dernière colonne représente par suite des quantités qui doivent rester constantes si cette loi est exacte.

Longueurs d'onde	Indices	Valeurs de $\beta\lambda$	$\frac{\beta\lambda n}{(n^2 - 1)^2}$
6563.....	1,5455	571	45,8
5893.....	1,5524	»	»
5779.....	1,5537	578	44,9
5461.....	1,5585	589	44,9
4861.....	1,5713	613	44,6
4358.....	1,5872	641	44,1

On voit que ces quantités demeurent sensiblement constantes, l'écart le plus grand étant obtenu pour la radiation rouge pour laquelle les mesures de biréfringence sont difficiles et comportent une erreur qui peut atteindre 2 0/0. Nous concluons, comme Mc Comb et Skinner, que la relation de Havelock est donc valable, au moins en première approximation, et qu'elle représente bien, dans l'état actuel des mesures, la loi de variation commune des deux biréfringences électrique et magnétique.

### III. — INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE SUR LES DEUX BIRÉFRINGENCES.

**Variation de la biréfringence magnétique de la nitrobenzine avec la température.** — Nous avons fait sur quelques corps l'étude systé-

(<sup>1</sup>) Nous avons aussi mesuré les indices de la naphthaline monobromée que nous employions pour la raie indigo et pour la raie jaune du mercure. Le rapport des valeurs de  $\frac{(n^2 - 1)^2}{n}$  relatives à ces deux radiations a été trouvé égal à 1,14, alors que le rapport des différences des indices a été trouvé égal à 1,16.

matique des variations de la biréfringence magnétique avec la température (1). Cette question n'a pas seulement un intérêt théorique : il faut bien, au point de vue pratique, avoir une idée de l'ordre de grandeur de ces changements pour comparer utilement les valeurs trouvées pour différents corps. Pour cette raison, nous avons d'abord étudié l'influence de la température sur la biréfringence magnétique de la nitrobenzine, liquide auquel nous comparions tous les autres.

L'appareil qui nous a servi dans la plupart de nos mesures sur ce sujet pourrait être également employé dans les recherches sur les variations du pouvoir rotatoire des liquides avec la température. On fait circuler dans l'enceinte qui entoure le tube à expériences, avec une petite pompe Japy, un courant d'eau emprunté à un réservoir de 25 litres entouré de feutre épais. On peut facilement s'arranger de façon que la température dans le tube polarimétrique lui-même soit constante pendant la durée des mesures et soit connue avec assez de précision. Même dans les cas où la température s'écartait le plus de la température ambiante, elle ne variait au plus que de quelques dixièmes de degré, ce qui est dû surtout à la grande masse du liquide, chaud ou froid, placé dans le réservoir et à sa grande chaleur spécifique ; un régulateur de température n'est pas nécessaire ; pour les températures élevées, il suffit de placer une veilleuse sous le réservoir.

La *fig. 10* suffira pour donner une idée (2) de l'enceinte de chauffage en laiton poli qui trouve sa place dans l'entrefer de l'électroaimant (les pièces polaires sont figurées en pointillé sur la projection horizontale).

Sur la nitrobenzine, nous avons fait deux séries de mesures indépendantes pour des températures comprises entre 6°,4 et 53°,9. Elles

(1) COTTON et MOUTON, *Comptes rendus*, t. CXL, p. 340 ; 2 août 1909.

(2) On voit que le tube polarimétrique *cc* est muni de deux prolongements *p* vides de liquide. Ils permettent de maintenir la température constante jusqu'à l'extrémité de la colonne liquide ; aux basses températures, ils évitent le dépôt de buée sur les glaces terminales (on peut y placer un peu d'anhydride phosphorique). Les ajutages *T* servent à l'entrée et à la sortie du liquide de chauffage qui vient du thermostat et y retourne. Les plaques terminales sont fixées contre les rebords de la boîte, avec interposition d'une plaque de cuir, par les écrous *t*. La forme de l'enceinte exige, en effet, qu'on les enlève pour l'introduction du tube polarimétrique. Les prolongements de celui-ci sont munis de bouchons de liège qui assurent l'étanchéité de l'enceinte.

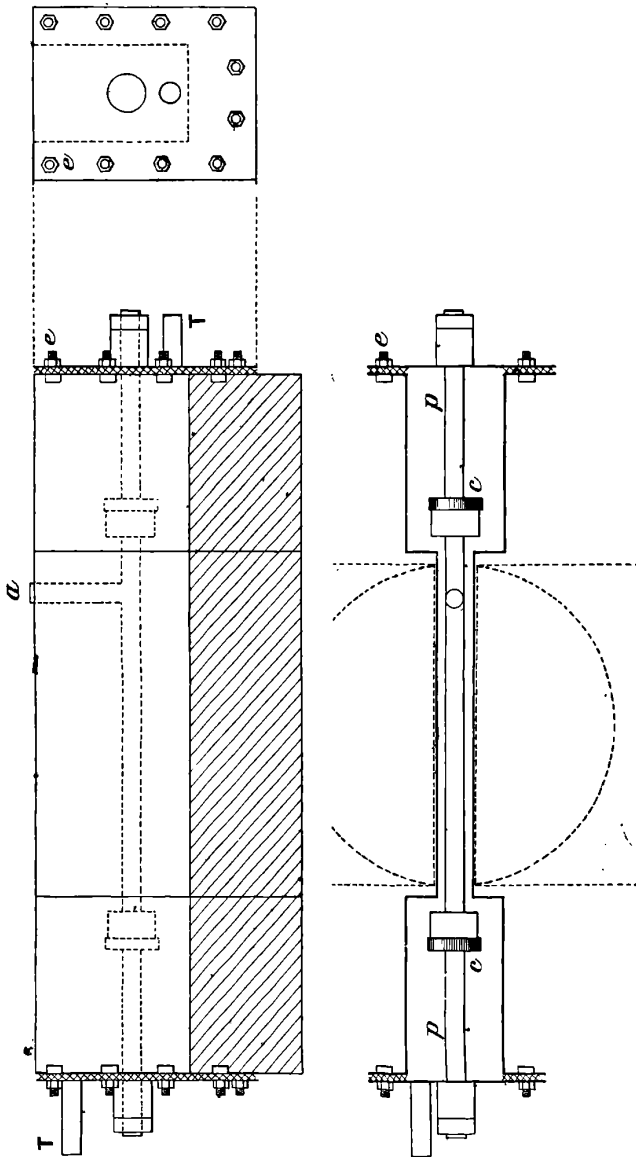


FIG. 10.



ont fourni des résultats très concordants; nous donnerons seulement ceux d'une de ces séries.

Températures	Biréfringence magnétique ( $\beta$ ) en minutes
6°,4.....	128,6
14,1.....	121,4
14,9.....	121
23,3.....	112,8
31,3.....	106,8
41,7.....	99,3
53,9.....	90,9

La courbe de la fig. 11 représente ces résultats. On voit que la biréfringence décroît rapidement quand la température s'élève.

En première approximation, on peut assimiler la courbe à une droite; cependant, bien que les angles  $\beta$  ne soient mesurés qu'à 1 0/0 près, nous pouvons affirmer que la courbe est en réalité convexe vers l'axe des températures, la pente s'accroissant faiblement, mais régulièrement, lorsque la température diminue. Ce qui nous permet d'affirmer l'existence de ces écarts avec une simple variation linéaire, c'est surtout le fait qu'ils se sont représentés systématiquement dans les deux séries de mesures indépendantes.

C'est cette courbe que nous utilisons directement pour faire des corrections de température dans les comparaisons des autres corps à la nitrobenzine. On peut d'ailleurs, au voisinage de la température de 20°, admettre que la diminution relative pour 1°, soit  $\frac{\Delta\beta}{\beta\Delta t}$ , est  $\frac{1}{144}$  (1).

Nous avons fait aussi dans le cas de la naphthaline monobromée quelques mesures sur l'influence de la température. Cette influence est moins marquée que pour la nitrobenzine. Entre les températures 11°,8 et 47°,9, la droite représentée par l'équation :

$$\beta = 121 \left( 1 - \frac{t}{340} \right)$$

(1) La droite qui passe par les points correspondant aux températures extrêmes a pour équation :

$$\beta = 134 \left( 1 - \frac{t}{162} \right).$$

On voit que l'on ne tient pas compte de la dilatation du liquide étudié; le coefficient de dilatation cubique des liquides organiques est de l'ordre du millième: il faudrait connaître ce coefficient pour la nitrobenzine, si on voulait chercher comment varie la biréfringence pour un nombre constant de molécules rencontrées, et non pour une longueur pratiquement constante d'un liquide de densité variable.

représente nos résultats. Si on compare dans le même champ et

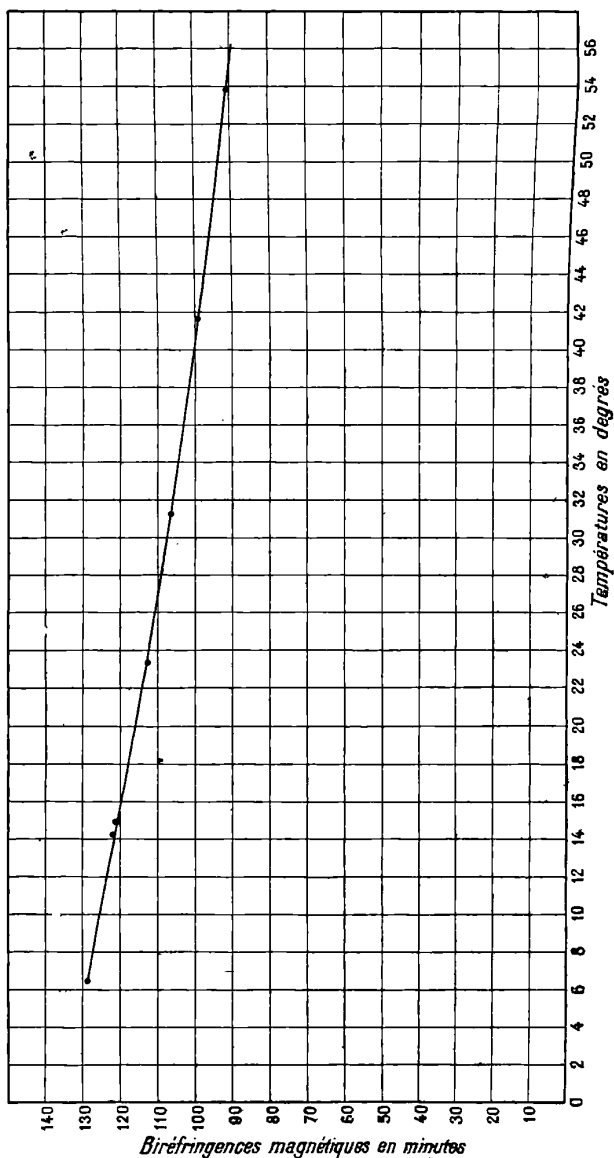


FIG. 11.

sous la même épaisseur la naphthaline monobromée et la nitrobenzine, le premier de ces liquides est nettement le moins actif à 11°,8, tandis

qu'il est le plus actif à 48°. A 17°, comme on l'a déjà signalé, le rapport des deux biréfringences est 0,99, très voisin par conséquent de l'unité.

**Biréfringence magnétique du salol et du bétol. Étude d'un corps à l'état vitreux.** — Nous avons étudié le salol comme exemple de corps surfondu, afin de voir surtout si la viscosité du liquide, qui devient rapidement grande quand la température s'abaisse suffisamment, jouerait un rôle, soit en modifiant la biréfringence magnétique, soit en produisant des phénomènes résiduels. Nous avons pu faire des mesures entre + 50° (température supérieure au point de fusion observé, 41°,5) et — 17°, en utilisant le même appareil, décrit à propos de la nitrobenzine. Les températures les plus basses étaient obtenues en mettant directement autour du tube un mélange réfrigérant.

Les mesures ont montré que, à la température de 16°, le rapport de la biréfringence à celle de la nitrobenzine est égal à 0,62 pour la lumière jaune du mercure. La *fig. 12* représente les résultats des mesures faites à différentes températures : on voit que tous les points se placent sensiblement sur une droite, dont la plupart ne s'écartent pas de plus de 1/2 minute. Cette droite a pour équation :

$$\beta = \beta_0 (1 - 0,002t),$$

en appelant  $\beta_0$  la biréfringence à 0°. Dans l'intervalle de — 17° à + 50°, on observe donc une variation de la biréfringence, qui est linéaire en fonction de la température et beaucoup moins rapide que celle de la nitrobenzine. La diminution relative pour 1°, soit  $\frac{\Delta\beta}{\beta\Delta t}$ , n'est plus à 20° que de  $\frac{1}{480}$ .

A la température la plus basse où les mesures ont été possibles, le salol est encore liquide, quoiqu'il soit devenu très visqueux. Nous avons cherché à refroidir davantage, espérant pouvoir étudier le corps à l'état vitreux ; le salol, comme l'a montré Tammann, a le grand avantage de ne pas donner lieu à la formation de germes. Lorsqu'on place du salol surfondu bien privé d'eau dans un tube à essais, et qu'on met autour de la neige carbonique, il devient un verre dur, bien transparent, mais ce changement a été accompagné d'une contraction de la masse dont la surface se creuse en entonnoir. Nous

avons répété la même transformation dans le tube à expériences lui-

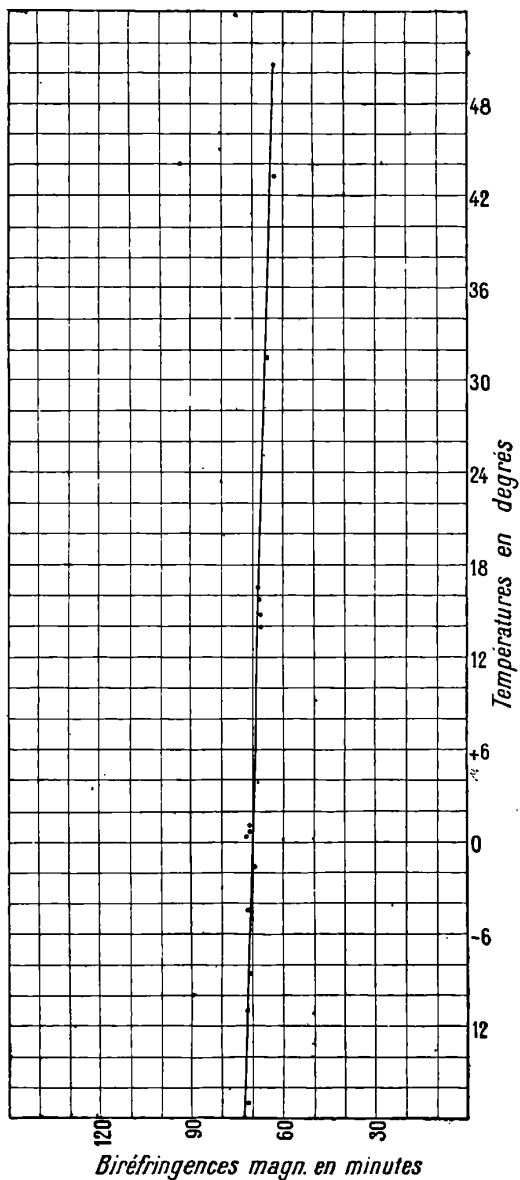


FIG. 12.

même, en essayant autant que possible d'éviter la contraction par

un refroidissement convenablement ménagé. L'observation directe entre deux nicols montre que, à des températures voisines de  $-30^{\circ}$ , le salol est encore biréfringent ; mais les mesures elles-mêmes avec l'appareil à pénombres ont été impossibles : le zéro change à chaque instant, la masse vitreuse obtenue se trempant, en effet, de plus en plus. Vers  $-40^{\circ}$ , on ne peut même plus obtenir d'extinction avec les nicols, et la masse vitreuse ne tarde pas à se fendre brusquement. Il aurait fallu prendre des précautions plus grandes encore pendant le refroidissement, ou bien soumettre la masse vitreuse à un recuit prolongé à une température convenable, pour voir si, à l'état vitreux vraiment solide, le salol possède encore la biréfringence magnétique. Le fait qu'une viscosité croissante ne trouble pas une biréfringence régulièrement croissante est déjà, il est vrai, un argument en faveur de l'affirmative.

Nous avons pu surmonter ces difficultés en remplaçant le salol par le bétol, mais à l'aide d'un tour de main qui vraisemblablement altère la pureté de la matière. Le bétol fondu est filtré sur papier et chauffé à plusieurs reprises assez fortement à feu nu, le liquide étant laissé en repos pendant les intervalles des chauffes successives. On fait ainsi disparaître chaque fois les germes qui étaient apparus et dont le nombre va décroissant régulièrement. Dans ces conditions, le bétol se présente sous l'aspect d'un liquide visqueux, coloré, ressemblant tout à fait à du miel, qui doit renfermer sans doute une certaine quantité de matières étrangères qui s'opposent à la cristallisation. Ce corps est très actif, plus que la nitrobenzine (rapport mesuré à  $18^{\circ}$ , environ 1,6). La biréfringence ne disparaît point d'une façon tout à fait complète lorsqu'on supprime le champ magnétisant, ce qu'on n'observe pas avec les liquides tout à fait purs, mais ce résidu n'est que de quelques centièmes du phénomène principal <sup>(1)</sup>.

L'appareil représenté dans la *fig. 13* nous a servi à refroidir ce bétol jusqu'à l'état vitreux : à la température de  $-8^{\circ}$ , ce corps est, en effet, tout à fait solide et se brise comme une baguette de verre sous le choc du marteau. Nous avons amené progressivement à cet état le bétol placé dans le tube à rainure que représente la figure,

---

(1) Des traces d'un semblable résidu ont été observées avec le salol, non pas, ce qu'il faut noter, aux températures les plus basses auxquelles les mesures ont été possibles, mais seulement à des températures voisines de  $6^{\circ}$ . On observe des résidus beaucoup plus marqués lorsqu'on étudie des collodions à base de nitrobenzine.

en faisant circuler dans le manchon qui l'entoure de l'acétone refroidie avec de la neige carbonique. Un robinet à pointeau permettait de régler l'arrivée d'un courant d'air comprimé sec au-dessus de l'acétone contenue dans un vase de Dewar, et un autre vase semblable recueillait le liquide à la sortie du manchon.

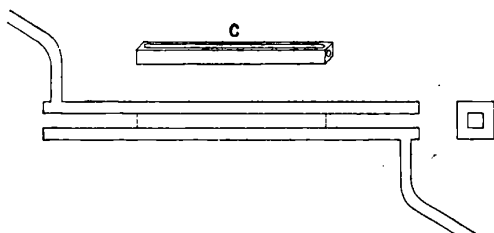


FIG. 13.

Nous n'avons pas fait de mesures, mais simplement des observations entre nicols croisés. Quand le refroidissement est fait avec assez de lenteur, l'extinction en dehors du champ peut être obtenue, et l'on voit nettement la lumière réapparaître pendant que le courant passe.

Le bétol donne donc un exemple d'un *composé aromatique* qui, à l'état vitreux, possède encore la *biréfringence magnétique*.

**Variation de la biréfringence électrique de la nitrobenzine en fonction de la température.** — Cette étude faite pour des températures comprises entre  $+4$  et  $+56^{\circ}$ , a été entreprise dans le but de comparer ici encore les deux biréfringences électrique et magnétique. Au sujet de l'appareil de chauffage qui a servi, nous nous bornerons à indiquer que la cuve qui renferme le condensateur, et qui a été employée précédemment, était disposée dans une caisse de laiton nickelé, convenablement protégée contre le refroidissement et chauffée par des lampes à incandescence placées au fond de la boîte. Ce dispositif simple suffit, en prenant quelques précautions, pour que la température se maintienne constante pendant la durée d'une série de lectures. Les températures les plus basses ont été obtenues en profitant de ce que les expériences ont été faites en hiver : On laissait ouvertes pendant la nuit les fenêtres du laboratoire. Une mesure ( $4^{\circ},5$ ) a porté sur du liquide surfondu : le point de fusion de la nitrobenzine que nous employions était, en

BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE DES LIQUIDES PURS 39  
effet,  $+5^{\circ},5$ . Les voltages alternatifs utilisés (voisins de 365 volts)  
étaient assez bas pour que l'effet Joule n'ait eu aucune influence  
sensible.

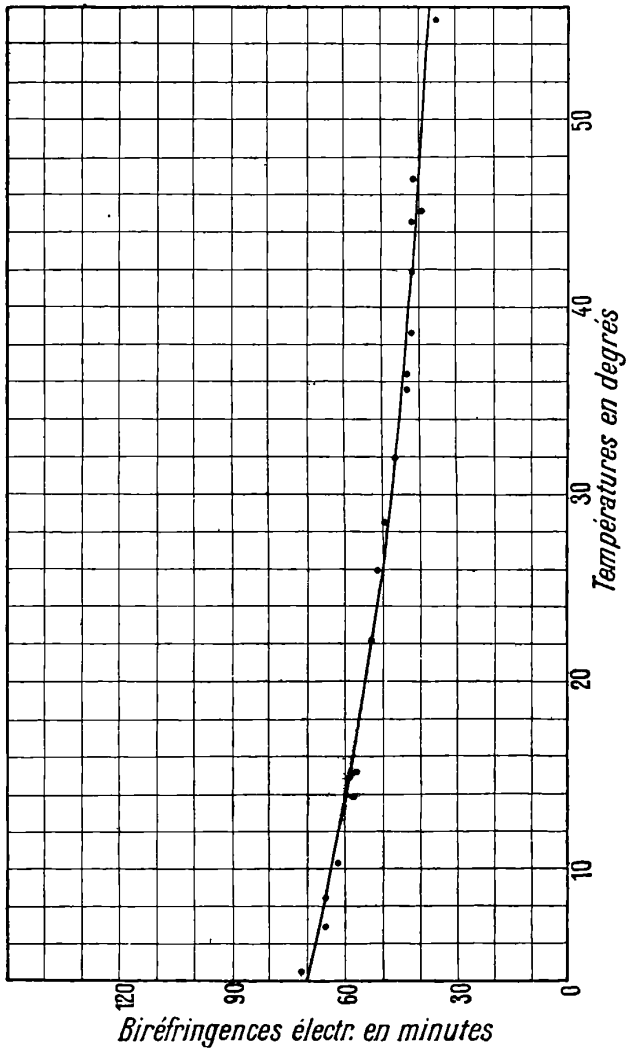


FIG. 14.

La *fig. 14*, qui représente les résultats de l'ensemble des mesures, montre que la variation de la biréfringence électrostatique de la

nitrobenzine avec la température est très rapide. La courbe représentant cette variation n'est pas une droite, elle est nettement convexe vers l'axe des températures.

Si l'on calcule la variation relative pour 1°, soit  $\frac{\Delta\beta}{\beta\Delta t}$ , comme on l'a fait pour la biréfringence magnétique, on trouve que ce rapport (qui varie bien entendu avec la température) peut être pris pour des températures voisines de 20° égal à  $\frac{1}{68}$ .

Ces résultats montrent que l'ordre de grandeur des coefficients de variation des deux biréfringences électrique et magnétique est le même, mais que, en réalité, les deux phénomènes ne suivent pas exactement la même loi de variation avec la température. La biréfringence électrique varie le plus rapidement, puisque le coefficient qu'on vient de calculer avait été trouvé égal à  $\frac{1}{144}$  pour la biréfringence magnétique.

#### IV. — HYPOTHÈSE DE L'ORIENTATION MOLÉCULAIRE.

Nous allons indiquer maintenant quelle est l'explication théorique qui nous a guidés dans l'ensemble de ce travail, et qui nous paraît actuellement rendre compte, dans ses grandes lignes au moins, des propriétés des liquides aromatiques.

La biréfringence magnétique que possèdent ces liquides n'est certainement pas due à la présence accidentelle de particules en suspension, analogues à celles qui donnent aux liquides colloïdaux, comme le fer Bravais, leurs propriétés magnéto-optiques. Parmi les liquides étudiés, il en est, comme la benzine, que l'on peut considérer comme types de liquides ne renfermant aucune espèce de particules visibles.

Nous admettons cependant qu'ici encore la biréfringence est due à une orientation produite par le champ magnétique. Mais il faut nécessairement que ce soient des éléments beaucoup plus petits que les particules ultramicroscopiques et faisant partie intégrante du liquide lui-même, qui tendent alors à s'orienter. On pourrait imaginer la présence dans le liquide d'associations moléculaires, soit qu'on imagine que ces associations existent déjà dans le liquide en dehors du champ, soit qu'on suppose que le champ magnétique



en favorise la formation. Mais, comme il n'y a pas actuellement, semble-t-il, de raison d'ordre physico-chimique pour admettre que les molécules s'associent dans des liquides tels que la benzine, la nitrobenzine, etc., nous pensons qu'il est préférable d'adopter plutôt l'hypothèse plus simple d'après laquelle ce seraient les molécules elles-mêmes qui, placées dans le champ magnétique, seraient soumises à des couples qui tendraient à les orienter.

Cette hypothèse avait déjà été émise par Boussinesq <sup>(1)</sup>, à propos des phénomènes de Majorana, à une époque où le rôle joué par les granules ultramicroscopiques présents dans les liquides colloïdaux étudiés n'avait pas encore été reconnu.

Nous admettons que chaque molécule est soumise à un couple d'orientation proportionnel au carré du champ, c'est-à-dire que tout se passe comme si elle avait un moment magnétique proportionnel au champ. A ce couple s'oppose le mouvement thermique des molécules du liquide qui tend à déranger sans cesse cette orientation. Cette orientation serait très loin d'être complète. Ce n'est que dans des champs beaucoup plus élevés que ceux que nous avons utilisés, qu'on atteindrait progressivement une sorte de saturation, comme dans le cas des colloïdes et que la loi de proportionnalité au carré du champ serait en défaut. Il suffit, pour rendre compte de la biréfringence, d'admettre que les molécules possèdent une certaine anisotropie et qu'elles ne sont plus orientées tout à fait au hasard, comme quand le champ magnétique n'existe pas. Lorentz <sup>(2)</sup> a récemment fait remarquer — ce qui vient à l'appui de l'hypothèse que nous avons faite — que l'orientation de particules anisotropes suffit pour produire une *biréfringence d'orientation* distincte de celle qui peut résulter, d'après la théorie de Voigt, d'une modification par le champ des vibrations à l'intérieur des atomes ou des molécules.

L'hypothèse d'après laquelle ce seraient les molécules elles-mêmes qui s'orienteraient rend compte d'abord d'un fait qui est particulièrement important, savoir le rôle prépondérant joué par la structure chimique des liquides organiques. Pourquoi tous les composés aromatiques étudiés deviennent-ils biréfringents, tandis que les corps de la série grasse, au moins avec les moyens employés jusqu'ici, se sont

(1) BOUSSINESQ, *Théorie analytique de la chaleur*, t. II, p. 600; 1903.

(2) LORENTZ, *Magneto-optische Phänomene (Encycl. der math. Wissensch., V. 22, p. 237)*; 1909.

montrés « inactifs » ? Ce serait, ou bien que leurs molécules s'orientent mieux, ou bien que leur anisotropie optique est plus marquée ou qu'elles se distinguent à la fois à ces deux points de vue. Les recherches ultérieures (en particulier celles que nous nous proposons de faire sur les corps à l'état cristallisé) permettront peut-être de préciser.

L'orientation moléculaire par le champ magnétique doit être un fait général. Un fragment cristallin, même s'il s'agit d'un cristal d'un composé de la série grasse, tend nettement, comme on sait, à s'orienter dans un champ magnétique uniforme. Dans notre pensée, cette orientation, qu'il est facile de constater par des expériences simples (1), serait un effet global, résultant des actions qui s'exercent sur les diverses molécules considérées isolément. Si l'on pouvait diminuer de plus en plus les dimensions d'un fragment cristallin, jusqu'à n'avoir plus qu'une molécule, on continuerait à observer l'existence d'une action directrice.

Le peu que l'on sait sur cette orientation des cristaux dans le champ magnétique ne permet pas de dire si les composés aromatiques se distinguent beaucoup au point de vue de leur anisotropie magnétique. D'autre part, les composés aromatiques possèdent des caractères optiques particuliers à côté d'autres propriétés remarquables qui leur sont communes(2).

Ils ont, en effet, dans l'ultraviolet des bandes d'absorption étudiées par plusieurs physiciens, notamment par Baly et Collie, Stark, Hartley (3). Ce dernier a montré qu'on les retrouve dans les composés pris à l'état de vapeur et qu'elles paraissent plutôt liées au noyau benzénique qu'aux chaînes latérales. Mais, ici encore, des expériences seraient nécessaires, où l'on étudierait la biréfringence des corps

---

(1) Au lieu de suspendre le cristal à un fil, comme le faisait Faraday, on peut, quand il s'agit de cristaux qui forment par exemple de petites aiguilles allongées, placer ces fragments sur une lame de verre horizontale sur laquelle on frappe légèrement pendant que le champ est établi. Les fragments ne tardent pas à s'orienter de la même façon.

(2) Par exemple, ils sont tous fluorescents dans l'ultraviolet ou même dans le spectre visible (STARK et MEYER, *Phys. Zeitsch.*, t. IX, p. 90 et 481, 1908; LEY et V. ENGELHART, *Ber.*, t. XLI, 25 juillet 1908; J. DE KOVALSKY, *Soc. fr. de Phys.*, séance du 17 décembre 1909). Ils ont des spectres de cathodoluminescence discontinus (O. FISCHER, *Thèse de Bonn*, 1908; GOLDSTEIN, *Phys. Zeitsch.*, t. X, 1909, p. 773, et t. XI, p. 430, 1910).

(3) BALY et COLLIE, *Journ. of the Chem. Soc.*, 2<sup>e</sup> série, t. CXXXVII, 1905, p. 1345; STARK, *loc. cit.*; HARTLEY, *Phil. Transact.*, A, t. CCXIII, 1908, p. 475-528.

aromatiques pris à l'état de cristaux, pour voir si les cristaux sont fortement biréfringents.

L'explication de la biréfringence magnétique par l'orientation moléculaire nous semble trouver un appui sérieux dans le fait que les deux dispersions de double réfraction magnétique et électrique sont les mêmes dans le cas de tous les liquides qui ont été étudiés à ce point de vue par Skinner et Mc Comb comme par nous-mêmes. La biréfringence serait, en effet, au moins en première approximation, indépendante de la cause profonde qui fait que les molécules s'orientent : Si l'on se place, pour simplifier <sup>(1)</sup>, dans le cas où les molécules s'orientent de la même manière par rapport aux deux champs, il est évident que le liquide doit acquérir dans l'un et dans l'autre les mêmes propriétés optiques.

Nous sommes ainsi conduits à admettre que, au moins dans le cas des liquides aromatiques dont il s'agit, le phénomène de Kerr, lui aussi, s'explique en grande partie de la même manière, hypothèse qui avait déjà été faite par Larmor <sup>(2)</sup>. Nous ne prétendons pas, d'ailleurs, que le phénomène de Kerr s'explique toujours de la même façon, ni même que, dans les corps aromatiques, il résulte *uniquement* de l'orientation; mais, dans ce cas, l'orientation nous paraît devoir jouer le rôle prépondérant.

Nous reviendrons dans un instant sur la relation de Havelock entre la biréfringence et l'indice de réfraction.

Dans la même hypothèse, on comprend de même aussitôt les résultats qualitatifs obtenus en étudiant l'influence des variations de température. Il ne faut pas être surpris de voir que la viscosité croissante ne trouble pas l'accroissement de la biréfringence magnétique (salol), ni même qu'un corps à l'état vitreux possède encore la biréfringence magnétique, puisque dans un corps solide les molécules ne sont pas immobiles <sup>(3)</sup>.

La décroissance observée pour la biréfringence magnétique quand

(1) En se plaçant dans des cas particuliers, on voit facilement qu'il en est de même si les deux biréfringences sont de signe opposé. Cela résulte d'ailleurs de ce que les variations de la biréfringence sont liées aux variations d'indice par la relation de Havelock.

(2) LARMOR, *Philos. Trans.*, A., t. CXC, p. 232; 1898.

(3) Dans les cristaux, les molécules subissent aussi des mouvements thermiques, mais cette fois les orientations des diverses molécules en dehors du champ magnétique ne sont pas tout à fait arbitraires, certaines directions se trouvant privilégiées. On doit donc s'attendre à observer avec les cristaux des phénomènes qui varieraient avec l'orientation des cristaux dans le champ.

la température croît s'explique aussitôt, puisque, quand la température s'élève, l'agitation moléculaire va en croissant. Cette loi de décroissance n'est pas la même pour tous les corps : il ne faut pas s'attendre, en effet, à trouver une loi simple, fonction de la température absolue, puisque, si la biréfringence magnétique est une conséquence de l'orientation moléculaire, elle ne fournit sur cette orientation que des renseignements indirects ; on ne peut en déduire dans quelle mesure cette orientation est réalisée (1).

Si l'on examine enfin le résultat de la comparaison quantitative faite pour la nitrobenzine des deux sortes de biréfringences magnétique et électrique, on trouve, comme nous l'avons vu, que les deux lois de variations ne sont pas les mêmes. Il ne faut pas en être surpris : Quand on compare la nitrobenzine placée successivement à une même température dans un champ électrique et magnétique, les mouvements thermiques qui s'opposent à l'orientation d'une molécule donnée sont les mêmes dans les deux cas ; mais les couples qui s'exercent sur une molécule (qu'on supposera placée dans les deux cas de la même manière par rapport au champ) doivent se comporter d'une façon différente lorsque la température varie. Comparons, en effet, le pouvoir inducteur spécifique  $K$  et la perméabilité magnétique  $\mu$  qui lui correspond. Le pouvoir inducteur spécifique décroît très nettement quand la température s'élève ; au contraire, la perméabilité magnétique d'une substance diamagnétique diffère toujours extrêmement peu de l'unité, et on admet qu'elle ne change pas avec la température. Or, ces coefficients  $K$  et  $\mu$ , qui caractérisent le liquide pris en masse au point de vue de ses propriétés électriques ou magnétiques, doivent intervenir dans l'expression du couple qui agit, dans notre hypothèse, sur une molécule considérée isolément.

En cherchant à nous faire une idée de la façon dont interviennent les propriétés globales du milieu, nous avons été conduits à admettre (2) que le couple qui agit sur une molécule, dans le cas du champ électrique, varie à peu près proportionnellement à la constante diélectrique : celle-ci varie très notablement dans le cas de la nitrobenzine lorsque la température change. C'est ainsi que, d'après les mesures d'Abegg et Seitz, à  $6^{\circ} \text{K} = 39,38$ , et à  $54^{\circ} \text{K} = 30,59$ . Si on divise alors les valeurs de la biréfringence électrique par les

(1) L'indice de réfraction du liquide mesuré en dehors du champ change avec la température, et la loi de variation est différente suivant les corps.

(2) Voir notre travail détaillé, p. 261.

valeurs de  $K$  correspondantes, on trouve que les quotients obtenus varient à peu près proportionnellement aux biréfringences magnétiques; l'accord paraît donc rétabli entre les observations relatives aux deux sortes de phénomènes, et la coïncidence que nous avons obtenue, dans le cas où nous avons étudié les variations thermiques des deux phénomènes, vient à l'appui de l'explication que nous proposons.

Ajoutons que la valeur très élevée de la constante diélectrique de la nitrobenzine nous semble en outre jeter quelque lueur sur la cause de la grandeur anormale de la constante de Kerr dans ce liquide.

**Théorie de Voigt.** — D'autres théories ont été proposées pour expliquer la biréfringence magnétique des liquides : celle que Voigt a proposée en 1898<sup>(1)</sup> a précédé les expériences, y compris celles qui ont été faites sur les vapeurs présentant le phénomène de Zeeman. Comme dans le cas de ces vapeurs, Voigt admettait volontiers que dans les liquides les bandes d'absorption seraient modifiées par le champ magnétique, les changements n'étant pas les mêmes pour les vibrations parallèles et perpendiculaires aux lignes de force. Il en résulterait un changement dans les indices correspondants, c'est-à-dire une biréfringence qui pourrait se faire sentir même dans des régions éloignées des bandes d'absorption.

Le grand intérêt de cette théorie, qui conduirait à admettre que la biréfringence magnétique des liquides est une propriété très générale, résiderait en ce que la biréfringence magnétique des vapeurs, celle aussi de certains cristaux étudiés par Jean Becquerel et celle des liquides que nous avons étudiés, s'expliqueraient au fond de la même manière. Mais, sous sa forme actuelle, elle ne paraît guère se prêter à une discussion, précisément parce qu'elle est très élastique. Comme on peut supposer *a priori* pour les bandes d'absorption tel ou tel changement magnétique que l'on veut, on peut s'attendre — et Voigt le dit expressément — à observer un phénomène grand ou petit, positif ou négatif. Aussi ne faut-il pas s'étonner que Voigt ait pu, pendant quelque temps, proposer cette explication pour la biréfringence magnétique des colloïdes ferriques étudiées par Majorana, avant que Schmauss et nous mêmes ayons montré que l'hétérogé-

---

<sup>(1)</sup> *Göttingen Nachr.*, 1898, p. 330. — Pour cette théorie, voir Voigt, *Magnéto-optique*, § 95, 96, 102, 118.

néité de ces liquides jouait un rôle capital dans l'explication du phénomène.

Il y aurait cependant, à ce qu'il nous semble, une façon de voir si Voigt a raison; elle consisterait à suivre la biréfringence magnétique jusqu'au voisinage des bandes d'absorption et à voir en outre si ces bandes d'absorption présentent toujours sous l'influence du champ magnétique le phénomène de Zeeman avec ses caractères habituels. Les deux études seraient nécessaires, parce que, dans la théorie même de l'orientation, on voit facilement que la biréfringence peut croître beaucoup quand on s'approche des bandes d'absorption, sans que celles-ci se décomposent dans le champ magnétique (1).

En attendant que les expériences en question soient faites, nous préférons l'explication plus simple de l'orientation moléculaire, parce qu'elle rend compte de deux faits que, sous sa forme actuelle, la théorie de Voigt n'explique pas : d'abord le rôle prépondérant joué par la structure chimique de la molécule, puis la relation entre les deux sortes de dispersion électrique et magnétique.

**Théorie de Havelock.** — La théorie qu'a proposée Havelock (2) pour la biréfringence magnétique (comme aussi pour la biréfringence électrique et même pour celle des cristaux) est, comme la nôtre, une théorie moléculaire, mais elle s'en distingue nettement : tandis que nous admettons une *orientation* moléculaire, Havelock suppose que, lorsque la biréfringence apparaît, c'est la *distribution* dans l'espace des particules identiques constituant le milieu qui est changée.

C'est en partant de cette hypothèse que Havelock est arrivé à établir théoriquement la relation entre la biréfringence et l'indice de réfraction que nous avons indiquée plus haut, et qui représente, en effet, au moins en première approximation, les résultats expérimentaux. Faut-il en conclure que la théorie de Havelock se trouve ainsi vérifiée ? Il n'en est rien. Havelock s'était demandé lui-même si notre hypothèse et la sienne conduiraient à des résultats différents. Or, en reprenant son calcul et en le présentant seulement sous une forme

---

(1) C'est ce qui arriverait, par exemple, si une molécule possédait des bandes d'absorption qui ne seraient pas à la même place pour les diverses directions de vibration, qui se comporteraient, en d'autres termes, comme ces cristaux uniaxes qui ont un spectre ordinaire et un spectre extraordinaire d'absorption différents.

(2) HAVELOCK, *Proc. Roy. Soc.*, A, t. LXXVII, p. 470; 1906; et A, t. LXXX, p. 28; 1908.

un peu plus générale, nous sommes arrivés à établir de la même façon, en partant de notre hypothèse, cette formule que Havelock déduisait de la sienne.

Nous ne voulons pas reproduire ici ce calcul : nous n'en dirons qu'un mot pour montrer en quoi il diffère légèrement de celui que Havelock a donné : la méthode de Havelock<sup>(1)</sup> est analogue à celle qu'on emploie quand on établit dans la théorie des électrons pour le cas, par exemple, d'un diélectrique isotrope, l'expression de la constante diélectrique ou encore la loi de dispersion reliant l'indice à la période vibratoire. Havelock fait son calcul en employant une méthode qui lui a été suggérée par un travail de Larmor<sup>(2)</sup>; ce calcul de la constante diélectrique avait d'ailleurs été déjà indiqué par Lorentz<sup>(3)</sup>.

Dans ces calculs, lorsqu'on écrit les équations du mouvement d'un électron, il faut tenir compte d'une partie de la force électrique agissante qui est due aux autres électrons déplacés de leur position d'équilibre. Si l'on appelle  $X_1$ ,  $Y_1$ ,  $Z_1$  les composantes de cette force électrique supplémentaire due aux autres électrons, et  $A$ ,  $B$ ,  $C$  les composantes de la polarisation au point considéré, on est conduit à écrire pour  $X_1$ ,  $Y_1$ ,  $Z_1$ , des expressions de la forme suivante :

$$X_1 = 4\pi \left( \frac{1}{3} + s_1 \right) A, \quad Y_1 = 4\pi \left( \frac{1}{3} + s_2 \right) B, \quad Z_1 = 4\pi \left( \frac{1}{3} + s_3 \right) C,$$

où les quantités désignées par  $s_1$ ,  $s_2$ ,  $s_3$  représentent les actions des électrons les plus voisins de l'électron considéré. Ces quantités seraient égales si le milieu était isotrope; nous les supposons *a priori* toutes trois différentes (ou plutôt, si le corps est uniaxe, nous admettons qu'il y a deux coefficients différents à considérer). Nous introduisons ainsi dans le calcul le fait que le milieu est aniso-

(1) Havelock avait d'abord, dans son premier travail (1906), employé une méthode différente. Il généralisait le problème traité par lord Rayleigh des propriétés d'un milieu renfermant des obstacles identiques disposés sur un réseau cubique. Dans le même ordre d'idées, nous rappellerons que Lampa, dans ses mémoires, *Zur Theorie der Dielektrika* (Wien. Berichte, CIV, 1895, p. 681 et p. 1209), avait étudié, en généralisant la théorie des diélectriques de Clausius, les propriétés d'un milieu renfermant des particules conductrices en forme d'ellipsoïdes, tous identiques et semblablement orientés. Lampa indique que la considération de molécules en forme d'ellipsoïdes suffit pour expliquer la biréfringence. Il n'avait pas traité la question de la dispersion.

(2) LARMOR, *Phil. Trans.*, A, t. CXC, p. 232; 1898.

(3) LORENTZ, *Arch. Néerl.*, t. XXV, 1895, traduit dans *Ions, Electrons, Corpuscules*, t. I, p. 445 (Paris, Gauthier-Villars, 1905).

trope, sans faire l'hypothèse plus particulière que fait Havelock, hypothèse qui le conduit à poser, en outre, entre les quantités  $s_1, s_2, s_3$  une autre relation que nous n'avons pas besoin d'écrire.

Nous arrivons ainsi à la même formule reliant la biréfringence à l'indice :

$$(1) \quad n_e - n_o = C^{te} \times \frac{(n^2 - 1)^2}{n}.$$

Havelock est conduit, d'autre part, à écrire la relation suivante entre l'indice de réfraction  $n$  du milieu à l'état isotrope, et les indices ordinaire  $n_o$  et extraordinaire  $n_e$  du même milieu biréfringent :

$$(2) \quad n = \frac{1}{3} (2n_o + n_e).$$

Cette autre relation, comme Havelock l'a fait remarquer, est celle que nous avons trouvée expérimentalement dans le cas des colloïdes présentant le phénomène de Majorana. Est-elle encore valable pour le cas des liquides purs dont il s'agit maintenant? Il faudrait pour le savoir chercher la place qu'occupent les indices  $n_e, n_o$  par rapport à l'indice primitif  $n$ , c'est-à-dire résoudre pour le cas de la biréfringence magnétique cette question des *retards absolus* que Kerr et Aeckerlein se sont posée pour la biréfringence électrique : or elle est encore, sinon impossible, du moins difficile à trancher dans le cas des liquides placés dans le champ magnétique.

Même si cette expérience difficile montrait que la formule (2) est encore valable dans ce cas, ce qui est fort possible (1), cela ne permettrait pas de trancher entre les deux hypothèses : orientation ou changement de distribution. Il faut faire appel à d'autres considérations ; Lorentz et Larmor ont donné tous deux des raisons pour attribuer l'anisotropie optique, pour une grande part au moins, à autre chose qu'à la distribution des molécules (2). Les propriétés des liquides

(1) D'après Pockels (*Phys. Zeitsch.*, t. IX, p. 315 ; 1908), cette relation (2) serait valable dans tous les cas où les déformations et les changements optiques sont suffisamment petits. Il la déduit dans le cas du verre comprimé de la théorie de Neumann. Mais, d'après les expériences de Kerr, dans le cas du verre comprimé, un des indices principaux reste inaltéré.

(2) LORENTZ (*loc. cit.*, p. 433) a fait remarquer que, si l'on attribue à la structure une influence sensible, les cristaux du système cubique ne devraient pas être isotropes, parce que les diverses directions ne seraient pas toutes équivalentes ; LARMOR (*loc. cit.*, p. 236) fait remarquer que les phénomènes de pyro- et de piézo-électricité montrent que l'orientation moléculaire doit certainement être prise



biréfringents de Lehmann (qui, lors de leur première fusion, ne subissent pas de variation notable de biréfringence, bien que le réseau cristallin soit détruit) viennent, eux aussi, montrer que l'anisotropie des éléments joue dans la biréfringence un rôle beaucoup plus considérable que leur distribution.

Ce qui nous fait penser qu'il en est de même dans le cas des liquides, pour lesquels nous étudions les deux biréfringences électrique et magnétique, c'est que l'explication de Havelock rencontre une difficulté sérieuse, que nous avons déjà signalée à propos de notre étude des colloïdes : un même champ, soit électrique, soit magnétique, peut produire dans différents liquides des biréfringences de signe opposé. Pourquoi alors la biréfringence électrique du sulfure de carbone est-elle positive, tandis que celle du chloroforme est négative ? Pourquoi la biréfringence magnétique de la nitrobenzine est-elle positive, tandis que celle du sulfure de carbone est négative ? Ces deux liquides sont tous les deux diamagnétiques et l'on ne voit pas pour quelle raison, si les molécules pouvaient être assimilées à des corps isotropes, elles se distribueraient, dans les deux cas, d'une manière différente.

Au contraire, ces faits s'interprètent très simplement dans l'hypothèse de l'orientation. De même encore on s'explique qu'un même corps (sulfure de carbone) peut avoir deux biréfringences électrique et magnétique de signe opposé. Une certaine droite prise dans la molécule peut bien, en effet, tendre à s'orienter suivant les lignes de force d'un champ magnétique et se mettre à angle droit des lignes de force du champ électrique. Le résultat très remarquable obtenu par Mc Comb et Skinner, que, dans ce cas encore, les deux biréfringences suivent la même loi en fonction de la longueur d'onde, s'interprète immédiatement dans l'hypothèse de l'orientation, puisque la relation de Havelock est indépendante du signe de la biréfringence.

---

en considération, et il estime qu'elle intervient nécessairement dans l'explication de l'anisotropie. Il ajoute que l'anisotropie des cristaux au point de vue magnétique doit être pratiquement due entièrement à l'orientation moléculaire, car la petitesse de la susceptibilité doit rendre inappréciable l'effet de l'arrangement. Il ajoute enfin qu'il lui paraît possible que le phénomène électrooptique de Kerr soit dû principalement à l'orientation moléculaire et que cette orientation intervienne aussi dans l'explication de la biréfringence produite par des actions mécaniques.

**Conclusions.** — L'ensemble de nos expériences et la discussion que nous venons de résumer nous semblent donc appuyer cette hypothèse de l'orientation moléculaire, que différents physiciens avaient déjà envisagée à propos de questions analogues.

Il conviendra d'examiner son rôle possible dans les autres phénomènes de biréfringence accidentelle. Sur ce rôle, nous ne voulons rien préjuger. Il serait assez séduisant, *a priori*, de trouver dans tous les cas une même explication théorique. C'est ce que cherchait à faire de Metz dans un ouvrage récent <sup>(1)</sup> ; mais de Metz reconnaît lui-même que nos connaissances expérimentales ne sont pas encore suffisantes pour affirmer que cela est possible. Nous ne prétendons pas du tout que l'orientation moléculaire suffise pour expliquer par exemple la biréfringence du verre comprimé <sup>(2)</sup>, ni même qu'elle rende compte complètement des propriétés des cristaux naturels <sup>(3)</sup>. C'est seulement dans le cas de la biréfringence magnétique et électrique des liquides aromatiques, que nous proposons de l'adopter.

Il nous semble alors que, dans les théories par lesquelles on cherche à expliquer les phénomènes électriques et magnétiques, il y a lieu de supposer une structure des molécules qui soit compatible avec l'existence d'un couple directeur électrique ou magnétique. Si l'on se borne au cas du champ magnétique, l'existence de la biréfringence dans les liquides aromatiques ne paraît pas d'abord conciliable avec la théorie qu'a donnée Langevin <sup>(4)</sup>. Cette théorie, sous la forme que lui a donnée son auteur, ne fait prévoir l'orientation de la molécule dans un champ magnétique uniforme que lorsqu'il s'agit d'une substance paramagnétique. Or, les liquides que

(1) DE METZ, *la Double Réfraction accidentelle dans les liquides* (*Scientia*, Paris, Gauthier-Villars, 1905).

(2) Dans un travail dont nous venons d'avoir connaissance, Pockels (*Physik. Zeitsch.*, t. IX, p. 314; 1908) montre non seulement que la *théorie* de Havelock ne peut pas s'appliquer au verre comprimé, mais que la *formule* de Havelock ne s'y applique pas non plus; les expériences récentes faites par lui-même et par Filon sur la dispersion de double réfraction ne s'accordent pas, en effet, avec cette formule. Nous ferons remarquer que le cas du verre comprimé apparaît comme moins simple que celui des liquides purs, puisqu'il s'agit alors d'un mélange et non pas d'une substance chimiquement définie.

(3) Havelock a cherché si sa formule s'appliquait aux cristaux. Nous avons nous-même repris cette comparaison, mais nous renverrons sur ce point à notre travail détaillé. Notons seulement ici que nous avons montré qu'il paraît exister une relation entre les indices du quartz cristallisé et celui du même corps à l'état fondu.

(4) LANGEVIN, *Magnétisme et théorie des électrons* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, t. V, p. 70; 1905).

nous étudions sont diamagnétiques : Les susceptibilités de ces corps ont été mesurées par Pascal (<sup>1</sup>), dans ses recherches sur les propriétés magnétiques des substances organiques.

Mais on peut arriver à expliquer l'orientation d'une molécule diamagnétique par un champ uniforme en modifiant un peu la théorie de Langevin. Celui-ci admet que les électrons qui se trouvent dans une molécule ont leurs orbites orientées d'une façon quelconque sans qu'aucune de leurs directions soit privilégiée. C'est pour cela que le champ extérieur qui change les périodes des électrons sur leurs orbites ne peut exercer aucun couple sur l'ensemble. Mais on arrive à un résultat différent si on laisse de côté cette hypothèse de l'isotropie de l'ensemble, si on considère, par exemple, comme le fait P. Weiss, qui a attiré notre attention sur ce point, le cas de deux électrons seulement qui décrivent, en sens inverse, deux orbites circulaires de même rayon, centrées sur une même droite et parcourues dans le même temps en dehors du champ. Les molécules renfermant un ensemble d'électrons assimilable à ce schéma très simple n'auraient pas par elles-mêmes de moment résultant. Elles seraient diamagnétiques, mais, placées dans un champ extérieur, elles en acquerraient un dont on peut facilement calculer la valeur. Il en résulterait un couple proportionnel au carré du champ, et proportionnel aussi, comme on le voit facilement, à  $\sin 2\alpha$ ,  $\alpha$  étant l'angle du champ et de la ligne des centres.

Au moyen de sa théorie, Langevin retrouvait ce résultat classique que les substances diamagnétiques ont des constantes d'aimantation indépendantes de la température. Cela résultait de la non-orientation des molécules sous l'influence du champ. Si l'on admet, au contraire, que les molécules s'orientent, cette invariabilité n'est plus établie théoriquement. Nous sommes donc conduits à nous demander, en partant de nos expériences sur la biréfringence magnétique, si, au point de vue expérimental, cette constance est suffisamment établie. On a trop souvent oublié avec quelle prudence Curie a énoncé ses résultats à ce sujet, sans laisser dans l'ombre les exceptions, et oublié aussi que Faraday trouvait déjà que le couple qu'un champ exerce sur un cristal (diamagnétique) de spath d'Islande varie avec la tem-

---

(<sup>1</sup>) PASCAL, *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XIX, p. 5; janvier 1910. — Les valeurs négatives obtenues pour les susceptibilités moléculaires sont même, chose remarquable, supérieures à celles que donnent les règles d'additivité du diamagnétisme atomique.

pérature. Or, un travail récent de du Bois et Honda <sup>(1)</sup> est venu montrer que cette prudence était justifiée. De même que les éléments diamagnétiques étudiés par du Bois, les substances organiques dont nous nous sommes occupés ont peut-être des coefficients qui changent avec la température. Comme on est conduit à admettre une orientation moléculaire qui est très loin d'être complète, il est possible que les changements auxquels on peut s'attendre soient petits; néanmoins il y aurait quelque intérêt à les rechercher en faisant notamment des mesures des constantes d'aimantation de ces corps à de très basses températures.

On voit qu'au point de vue des idées qu'on peut se faire de la structure des molécules, de leurs éléments de symétrie, l'étude de la biréfringence magnétique, jointe à celle du phénomène de Kerr, pourra fournir quelques renseignements intéressants. Au point de vue pratique, dès à présent, elle fournit aux chimistes un procédé d'étude qui pourra peut-être rendre quelques services, puisque ce phénomène possède ce caractère remarquable qu'on le rencontre dans des classes entières de corps organiques, mais dont la molécule possède certains caractères de structure particuliers.

(Reçu le 20 juillet 1910.)

---

#### DU ROLE DE LA COHÉSION ET DE LA PRESSION OSMOTIQUE DANS LA TEINTURE ;

Par M. A. ROSENSTIEHL <sup>(2)</sup>.

Il y a dix-sept ans <sup>(3)</sup>, en examinant « les forces qui interviennent dans la teinture », je suis arrivé à conclure que la cohésion joue le rôle principal et que la chimie n'intervient que comme moyen auxiliaire et en deuxième ligne.

Les travaux, qui de toute part ont eu pour objet la théorie de la teinture, ont abouti à cette conclusion : « Les forces chimiques sont insuffisantes pour expliquer le phénomène de la teinture <sup>(4)</sup>. »

---

<sup>(1)</sup> Du Bois et HONDA, *Proceed. d'Amsterdam*, séance du 29 janvier 1910, vol. XII, p. 596.

<sup>(2)</sup> Communication faite à la Société française de Physique : séance du 17 juin 1910.

<sup>(3)</sup> *Société chimique de Paris*, 3<sup>e</sup> série, t. II, p. 44; 1894.

<sup>(4)</sup> Dr Carl-G. SCHWALBE, *Neuere farbe Theorien*, p. 118.

Des forces physiques interviennent-elles ? L'interprétation des faits est rendue difficile par la complexité du sujet. La structure microscopique des fibres a fait naître une théorie physique. Leur composition chimique, ainsi que celle des colorants, qui possèdent tous une constitution chimique à fonctions incertaines, ont fait rechercher les causes de la teinture dans l'affinité.

D'où deux théories qui tendent à s'exclure réciproquement.

Le travail auquel j'ai fait allusion dès le début montre la part qui revient à ces deux théories, qui à tort s'excluent l'une l'autre.

Il montre qu'il y a des cas où l'intervention de l'affinité semble exclue, et que la cohésion seule suffit à expliquer la teinture. Mais des lacunes existant dans les faits connus alors n'avaient pas permis de préciser une théorie générale. Ces lacunes ont disparu depuis, et une chaîne ininterrompue de faits montrent qu'il y a un parallélisme frappant entre la *manière dont se manifeste la cohésion entre corps solides et les conditions exigées par une bonne teinture*. Le but du présent travail est de mettre en présence les faits relatifs aux manifestations de la cohésion, et de les rapprocher des forces mises en action dans la teinture. L'examen de tous les procédés connus de teinture montre qu'il faut que le corps teignant ait été dissous parfaitement, ne fût-ce qu'un instant, pour qu'il y ait fixation. C'est dans le moment précis où le corps passe de l'état dissous à l'état solide qu'il est apte à se fixer. Si pendant ce changement d'état il est en contact avec la fibre, il y a teinture. La vapeur d'eau, à un état hygrométrique déterminé, peut remplacer le bain de teinture.

Un état de division moins parfait que la dissolution produit une fixation complète. Des poudres fines en suspension dans l'eau peuvent s'attacher aux fibres et les colorer, d'une manière si solide que ni lavage ni frottement ne peuvent les détacher.

C'est à la condition que le colorant en suspension dans l'eau soit en petite quantité. Les expériences récemment publiées par M. Léo Vignon (1) sur le chromate de plomb et le bleu de Prusse rentrent dans cette catégorie ; les tons foncés en teinture ne résistent pas au frottement ; elles déchargent.

Entre l'état *pulvérulent* et l'état de *dissolution* parfaite se place l'état *colloïdal*. Dans ce cas encore il y a teinture, qui est d'autant

---

<sup>1</sup> Léo VIGNON, *Propriétés colorantes du chromate de plomb* (*Comptes rendus*, t. CXLVIII, p. 1329, et t. CL, p. 169).

plus solide au frottement que l'état de division du colorant se rapproche davantage de celui de la dissolution parfaite.

L'énergie de l'adhérence entre fibre et corps coloré dépend du degré de division de ce dernier au moment du contact. On est ainsi ramené à l'étude des conditions dans lesquelles la cohésion prend naissance entre les corps solides.

*La cohésion en action.* — On sait que deux corps solides, non poreux, pressés l'un contre l'autre, arrivent à se souder, à froid, sans intermédiaire, et d'une manière si solide qu'on ne peut plus les séparer sans arrachement.

1° Deux glaces superposées se soudent entre elles à certaines places, de manière à ne pouvoir plus se séparer sans brisures. Elles sont perdues. L'exemplaire qui figurait à la séance de la Société française de Physique provenait de la glacerie de Chauny, de la manufacture de Saint-Gobain. L'une des lames a été enlevée par morceaux, pour dégager l'autre. Cette dernière porte, à sa surface, la trace de deux soudures. Elles ont la forme de larmes de verre et sont parfaitement fixées sur la glace. On doit penser que toutes les parties qui se sont trouvées en contact parfait, se sont ainsi soudées. Les doutes que l'on pourrait avoir à cet égard sont écartés par l'exemple des calibres de M. Johansson (1).

2° Ces calibres sont des pièces en acier parfaitement planes obtenues par un procédé spécial, non dans le domaine public. Elles sont destinées à servir d'étalons de mesure pour des machines dont toutes les parties doivent être interchangeables. Leurs dimensions sont connues à  $\frac{1}{100}$  de millimètre près. Leur planité est la conséquence de cette précision. Elle a encore un autre résultat non prévu : Si l'on superpose deux de ces pièces, il se manifeste une adhérence provenant du contact parfait s'établissant entre les deux surfaces. Cette adhérence est dix fois supérieure à celle que produirait le vide. Elle n'est pas due à la pression atmosphérique. Elle est variable avec les soins apportés à leur confection. Et si la planité est poussée au micron, la soudure peut devenir définitive.

3° Les balles mariées, fait bien connu des chasseurs, sont un autre exemple d'une soudure qui se produit au contact immédiat. Si on enlève sur deux balles de plomb deux copeaux de métal, de manière

---

(1) CARPENTIER, C. R., t. CXLVIII, p. 896, et Société française de Physique : séance du 29 mai 1909, p. 65.

à avoir des surfaces fraîches non oxydées, et que l'on presse l'une contre l'autre ces deux surfaces, les balles se soudent. La mollesse du plomb corrige le défaut de planité des surfaces. La soudure est si complète qu'il faut un effort amenant une rupture pour séparer les deux balles. Le fait est utilisé quelquefois par les plombiers pour faire des soudures à froid.

4° Le contact peut devenir parfait et amener la soudure sans qu'il y ait planité. Si l'axe non graissé d'une essoreuse, frotte à sec sur le coussinet, les surfaces en présence se rodent l'une sur l'autre, la force centrifuge éliminant à mesure les débris provenant de l'usure, il arrive un moment où le contact parfait est réalisé; alors il y a arrêt brusque, et comme conséquence, énorme dégagement de chaleur et mise hors de service de la machine.

Cet exemple montre que la soudure peut se produire en plein mouvement, cas qui ne s'est pas présenté dans les exemples précédents.

Si on fait la coupe de l'axe soudé au coussinet, on voit que la réunion est si parfaite qu'aucune ligne n'indique la trace d'un plan de séparation.

Autrefois, avant que les précautions n'eussent été prises pour assurer un graissage continu des roues de wagon, le grippage était un accident très redouté. Il est aujourd'hui très rare. On constate que dans cet accident la soudure s'opère entre matières hétérogènes, entre l'acier et le bronze.

Ce qu'il faut retenir, comme analogie avec la teinture, c'est que la soudure peut se faire en *plein mouvement et entre corps hétérogènes*.

Mais, pour compléter l'analogie, il manque encore une donnée :

Le corps teignant est en dissolution, il est dans un état de division comparable avec un corps en vapeurs,

Est-il possible, dans ces conditions, que la cohésion puisse entrer en action?

5° Le remarquable procédé de métallisation découvert par M. Schoop de Zurich<sup>(1)</sup>, communiqué par M. d'Arsonval, vient en donner la preuve :

De l'aluminium en fusion est pulvérisé par un jet de gaz sous pression. Ce brouillard d'aluminium, lancé avec une vitesse de 25 kilomètres par seconde, possède la propriété de se condenser sur

---

(1) Société française de Physique : séance du 20 mai 1910.

des objets de toute nature, en couche continue, adhérente, dont l'épaisseur augmente avec la durée de l'exposition. La couche d'aluminium est continue, ce qui prouve que le métal se soude au métal, sans intermédiaire, au simple contact; et elle adhère aussi bien à la surface de corps imperméables, durs et polis, tels que le verre, la porcelaine, que sur des corps poreux comme le bois, le plâtre, le papier, le cuir, les étoffes (de nombreux échantillons, gracieusement abandonnés par M. Schoop ou prêtés par M. d'Arsonval, sont mis sous les yeux des auditeurs). Cette adhérence est obtenue grâce à la pression avec laquelle le brouillard métallique est projeté, et elle se produit malgré son état de division extrême.

C'est ce dernier état qui forme l'analogie avec le corps teignant dissous; dans les deux cas, la cohésion naît au contact d'un corps solide de forme quelconque et d'un autre corps solide entièrement divisé.

Pendant il y a là encore une condition qui manque dans le cas du métal pulvérisé et qui se trouve dans la teinture; dans le premier cas, on opère dans un milieu gazeux; dans le second, au sein d'un liquide. Le liquide ne serait-il pas un obstacle à l'exercice de la cohésion?

6° La preuve qu'il n'en est pas ainsi est donnée par l'argenture du verre, qui réunit les conditions de la teinture. L'argent en état de dissolution parfaite (solution de nitrate d'argent ammoniacal) est mis en liberté par le sucre de lait, corps réducteur. Au moment de sa mise en liberté, les particules les plus fines s'attachent aux parois du vase en verre dans lequel se fait la réaction, et forment une couche de métal continue, adhérente et miroitante. Les parties moins bien divisées, au lieu de s'attacher, sur les parois, tombent au fond du vase, et y forment une couche peu adhérente. Ce qui montre l'influence favorable du plus grand état de division possible sur la solidité de l'adhérence. Ici l'analogie avec la teinture est complète, Le verre est teint par de l'argent: nous voyons deux corps solides s'unir physiquement: l'un ayant la forme d'une paroi imperméable et l'autre celle d'une poudre tenue.

Dans ce dernier cas, la cohésion est entrée en action dans les mêmes conditions que pour la teinture.

Il faut la netteté parfaite de la surface du substratum, et l'état de division extrême du corps teignant, lequel se fixe au moment même de l'état de dissolution parfait, il passe à l'état solide.



## DU RÔLE DE LA PRESSION OSMOTIQUE DANS LA TEINTURE.

L'analogie entre la manière dont la cohésion entre en action et celle qui correspond aux conditions de la teinture peut se poursuivre plus loin.

Il arrive qu'un colorant mis en présence d'un textile donné ne se fixe pas, quoiqu'il se fixe sur un autre textile.

La raison de cette différence nous échappe, on ne peut que la constater.

Mais ce résultat négatif ne doit jamais être considéré comme définitif.

Le chimiste doit simplement se dire qu'il ne connaît pas le moyen d'amener le contact parfait entre le colorant et la fibre.

Or la pression étant un de ces moyens, il est indiqué de l'essayer.

Mais comment obtenir une pression capable de rapprocher un corps solide et un corps dissous ?

Pour concevoir ce moyen, il faut se rappeler qu'un corps parfaitement dissous se comporte comme un gaz ou une vapeur, dans le milieu constitué par le dissolvant. Il en occupe tout l'espace et il exerce sur les parois de la masse liquide une pression qui tend à augmenter le volume. L'osmose est une conséquence de cette pression, ainsi que je l'ai démontré déjà en 1870 (1).

Ces conclusions sont déduites des travaux de Graham (2), Person (3), Bussy et Buignet (4), H. Sainte-Claire Deville (5) et Schuller (6).

Quand un corps se dissout, l'accroissement de son volume correspond à une absorption de chaleur, exactement comme un corps qui se réduit en vapeur. Les molécules du corps dissous se repoussent, et le dissolvant agit comme le vide vis-à-vis d'un corps volatil, c'est-à-dire comme une absence de pression. Inversement, l'insolubilité représente une pression indéfinie, et toute diminution de solubilité est l'équivalent d'une augmentation de pression exercée sur les molécules du corps dissous.

---

1) ROSENSTIEHL, *Sur la nature de la force motrice qui produit les phénomènes d'endosmose* (*Comptes Rendus*, t. LXX, p. 617; 1870).

2) GRAHAM, *Annales de Chimie et de Physique*, t. XLV, p. 5.

(3) PERSON, *Ibid.*, t. XXVII, p. 250, et t. XXXIII, p. 437.

(4) *Comptes Rendus*, t. LXIV, p. 333.

5) SAINTE-CLAIRE DEVILLE, *Leçons de chimie*, p. 70; 1864-1865.

(6) SCHULLER, *Annales de Poggendorf*, t. CXXXVI, p. 70; 1869.

Ce point est important pour ce qui va suivre.

Le moyen de diminuer la solubilité d'un corps dans un milieu donné est bien connu ; il suffit d'introduire dans ce milieu un autre corps plus soluble, chimiquement inactif. Ce moyen est employé industriellement pour précipiter les matières colorantes, et aussi certaines matières incolores, de leur dissolution.

Il consiste à ajouter du chlorure de sodium. L'augmentation de pression ainsi produite correspond à une diminution de volume, à une condensation qui va jusqu'à la solidification.

Il est intéressant de remarquer qu'en teinture le même moyen est employé dans les cas où l'on ne peut compter sur l'intervention de l'affinité chimique, soit dans le cas de teinture de fibre non mordancée. La teinture est alors favorisée par l'addition au bain de teinture de sels solubles divers : des sulfates, chlorures, phosphates, borates alcalins.

C'est ainsi qu'agit l'acide sulfurique dans la teinture de la laine et de la soie. M. Sisley (1) a montré par des expériences élégantes que, contrairement à l'opinion admise, cet acide n'agit pas en saturant les bases des sels, qui constituent les matières colorantes sulfonées.

Son action est purement physique : il diminue la solubilité des substances qu'il s'agit de fixer.

L'exemple le plus démonstratif de l'action physique des sels dans la teinture est fourni par le *Rouge Saint-Denis*, découvert en 1887 par M. Noelting et moi.

Ce colorant azoïque, malgré ses brillantes qualités, eût été sans emploi si les idées directrices qui viennent d'être exposées n'avaient pas indiqué la voie qui devait conduire aux applications. En effet le *rouge Saint-Denis* ne teint le coton non mordoré, ni en bain neutre ni en bain acide. Il ne le teint qu'en milieu alcalin concentré et chaud, et en présence d'un grand excès de colorant, moyen trop coûteux. En ajoutant au bain de teinture étendu une quantité de chlorure de sodium suffisante pour précipiter le colorant à froid, mais non pour le précipiter à chaud, on a obtenu la teinture avec des quantités normales de colorant (2).

Dans ces conditions, la solution étendue et salée teint aussi bien que la solution concentrée et alcaline, et le bain s'épuise à peu près.

(1) *Revue gén. des Mat. col.*, t. XII, p. 225 ; janvier 1909.

(2) A. ROSENSTIEHL, *Comptes Rendus*, t. CXLIX, p. 396.

L'addition de chlorure de sodium, à la solution étendue, lui a conféré les propriétés de la solution concentrée.

Cette concentration est l'effet de la pression osmotique. Celle-ci a amené le contact entre le colorant et la fibre, et l'adhérence a pu se produire. Le temps nécessaire à l'épuisement du bain est celui exigé par la mise en contact successive de la fibre et de toutes les molécules colorantes dissoutes.

Un autre exemple de l'intervention de la pression osmotique est offert par la teinture dite : « sèche », parce qu'elle ne s'exécute pas dans un bain d'eau, mais dans un bain de benzine (1). Dans ce procédé le colorant est dissous dans une solution alcoolique de savon hydraté.

Cette solution employée seule ne teint pas. Mais l'addition de benzine, dans laquelle le colorant est insoluble, provoque la séparation lente de ce dernier.

Celui-ci, à mesure qu'il se solidifie, se fixe sur la fibre et s'y soude; ces colorations sont solides à l'eau, au frottement, à la benzine. Ce sont de bonnes teintures.

*En résumé*, la force qui unit la matière colorante à la fibre textile ou plus généralement à son substratum, est une forme physique, la *cohésion*.

On peut se figurer le corps coloré comme revêtu d'une gaine de colorant, gaine qui l'enveloppe en entrant dans tous les replis de la matière.

L'*affinité* est utilisée pour réaliser cette condition essentielle : que le colorant au plus grand état de division, c'est-à-dire à l'état de dissolution, soit mis en contact avec la fibre, et que dans cet instant précis il prenne l'état solide. Si *dissolution* est synonyme de *vaporisation*, *teinture* est l'équivalent de *condensation*.

L'affinité et la cohésion ont pour commun caractère d'agir au contact immédiat.

Dans la teinture, l'idée d'attraction à distance, si petite soit-elle doit être abandonnée. La fixation n'a lieu que par contact, et l'agitation du bain, ou du corps à teindre, n'a d'autre but que de favoriser et de multiplier les contacts.

*Affinité* et *cohésion* diffèrent en ce que la première est soumise à la loi des proportions définies, tandis que la cohésion est plus libre

---

(1) FARREL et MAY, *Revue gén. des Mat. col.*, n° 139, p. 209; 1<sup>er</sup> juillet 1908.

dans ses allures. Il ne se forme aucune substance nouvelle entre deux corps unis par la cohésion, et chacun conserve ses propriétés chimiques et physiques sans altération.

Mais il est des cas où la loi des proportions définies intervient, et qui cependant présentent les caractères de la teinture, c'est-à-dire que les deux corps unis ont conservé chacun ses propriétés caractéristiques.

Ces cas, étant spécialement du domaine de la chimie, ne sont mentionnés ici que pour indiquer que, dans les phénomènes de la teinture, les domaines de la cohésion et de l'affinité se touchent, et qu'il n'existe entre eux aucune limite nette. Il n'en est pas moins vrai que la cohésion et l'affinité sont des cas particuliers de l'attraction universelle, et que l'ensemble des procédés employés par les arts pour revêtir les corps d'une couleur qui nous plaise et qui leur convienne, doit être une application d'un théorème fondamental de la plus grande généralité : *La matière attire la matière.*

---

### POMPE A MERCURE A VIDE RAPIDE (1);

Par M. M. MOULIN.

Cette pompe (qui rentre dans le type des pompes dites mécaniques), permet d'obtenir un vide très suffisant dans la majorité des cas, en partant de la pression atmosphérique. L'absence de toute garniture ou joint étanche à l'intérieur du corps de pompe en permet un entretien très facile, et l'on peut la démonter, la nettoyer et la remonter en quelques minutes, si le besoin s'en fait sentir.

Les pompes mécaniques employées jusqu'ici (sauf la pompe de Gaede) fonctionnaient avec de l'huile qui absorbe très facilement l'humidité et ne permettaient d'atteindre le vide de Crookes que lorsque l'huile était parfaitement sèche et propre, c'est-à-dire quand la pompe venait d'être garnie. La pompe de Gaede, qui fonctionne avec du mercure, a l'inconvénient, outre son prix relativement élevé, de nécessiter une pompe à vide auxiliaire; elle a l'avantage de donner

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique (séance du 2 décembre 1910).

un vide de l'ordre du dix-millième de millimètre ; mais, dans le plus grand nombre des cas, le millième est amplement suffisant.

Dans la pompe qui sera décrite tout à l'heure, on emploie du mercure qu'il est assez facile de maintenir sec et qui se sépare facilement des bulles d'air entraînées. Elle fonctionne, comme on va le voir, sans espace nuisible, la pompe chassant à chaque coup de piston (sans dispositif spécial) du mercure qui expulse complètement le gaz. Elle permet d'atteindre un vide suffisant pour montrer les divers aspects de la décharge électrique dans les gaz raréfiés.

*Description et fonctionnement.* — La *fig. 1* donne une vue d'ensemble du modèle de laboratoire en verre construit par M. Berlemont. Les figures 2 et 3 en donnent la coupe aux deux extrémités de la course.

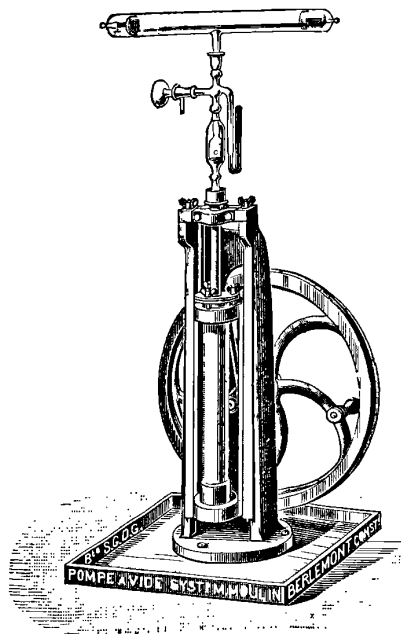


FIG. 1.

La pompe comprend, en principe, un piston sans frottement et sans garniture, dont l'étanchéité aux gaz, est assurée par le mercure qui, en raison de sa viscosité, ne s'écoule que lentement entre ce piston et

le cylindre, par rapport à la vitesse de fonctionnement de la pompe. Cette vitesse est de l'ordre de 60 à 100 *coups de piston par minute*.

Le piston est constitué par une sorte de cloche C traversée par un tube *t*, formant tige de piston, qui est relié au récipient dans lequel on veut faire le vide. Ce tube est fixe et on communique au cylindre A (qui est monté sur une glissière) un mouvement vertical alternatif, soit à la main à l'aide d'une manivelle, soit à l'aide d'un moteur. Le poids du cylindre A est tel qu'il compense en partie l'action de la pression atmosphérique qui tend à le soulever. Un moteur de 1/20 de cheval est plus que suffisant.

La cloche C n'est pas liée rigidement au tube *t*, mais elle peut se déplacer entre un épaulement E et une butée B, de manière à former soupape de refoulement. Dans le tube *t* se trouve une bille *b* formant clapet de retenue pour empêcher le mercure de monter dans ce tube. La bille et l'épaulement E sont recouverts de caoutchouc ayant subi un traitement spécial.

L'appareil contient du mercure jusqu'au niveau *mn*.

Quand le cylindre A descend, il entraîne d'abord la cloche C qui vient s'appuyer sur l'épaulement E, puis, l'écoulement du mercure étant assez long autour de cette cloche, le mercure descend à l'intérieur en faisant le vide au-dessus de lui. A la fin de la course, il arrive au-dessous des ouvertures *d*, et la cloche se remplit de gaz provenant, par le tube *t*, du récipient à vider. Pendant la course ascendante suivante, le gaz se trouve comprimé par le mercure, puis, la cloche se soulevant, il est chassé par le tube F par le mercure qui s'était écoulé entre la cloche C et le cylindre et qui sort à son tour.

Le gaz et le mercure ainsi évacués sortent par les ouvertures *p*. Une petite cloche *i* empêche le mercure d'être projeté à l'extérieur et le fait retomber dans le tube H muni d'ouvertures *h* où il se sépare des bulles d'air entraînées.

La prise de vide est constituée par une pièce en verre munie d'une soupape de garde, d'un récipient à anhydride phosphorique rodé formant robinet de rentrée d'air et d'un petit manomètre. Cette pièce (que l'on peut modifier suivant les besoins) est reliée à la pompe par un rodage à joint de mercure; on peut la relier aux appareils à vider par rodage, par masticage ou mieux par soudure.

Pour arrêter la pompe quand le vide est obtenu, il faut arrêter le cylindre en haut de sa course comme dans la *fig. 2*. Si l'on ne prenait pas cette précaution, il n'en résulterait aucun dommage pour la

pompe et pour les appareils qui y sont reliés. Mais le mercure descendrait dans la cloche C qu'il ne remplit pas complètement, et la partie supérieure de l'intérieur de cette cloche étant découverte, elle absorberait un peu d'air qui reposerait dans les appareils à vider, dès qu'on remettrait la pompe en marche. Cette précaution n'est pas indispensable si le vide ne dépasse pas 1 millimètre de mercure; mais il est préférable d'arrêter la pompe dans la position indiquée.

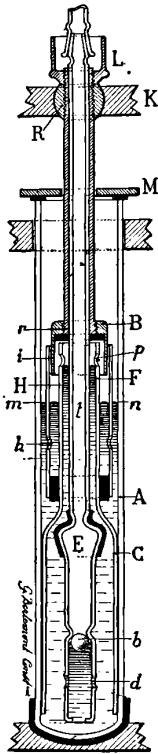


FIG. 2.

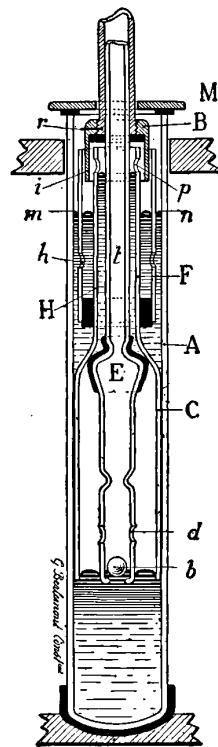


FIG. 3.

On a préféré s'astreindre à arrêter la pompe dans une position déterminée, plutôt que d'augmenter la quantité de mercure et, par suite, la longueur du cylindre. Le modèle de laboratoire en verre contient environ 2 kilogrammes de mercure; ce poids varie un peu avec les appareils. La quantité de mercure au-dessus du piston C est calculée de manière que le mercure qui s'écoule entre le piston et le cylindre ne puisse entraîner de bulles d'air.

*Démontage.* — Comme il a été dit plus haut, le démontage de cette pompe est très facile. Il suffit de dévisser les écrous à oreilles qui maintiennent la traverse K (*fig.* 2) et la plaque M et d'enlever l'ensemble, cylindre et piston. On sort ensuite le piston en plaçant le tout au-dessus d'une cuvette pour recueillir le mercure. Pour séparer le piston du tube intérieur *t*, il suffit de dévisser d'abord la rotule R, puis le chapeau B. Les différentes pièces sont alors très faciles à nettoyer ; il suffit en général de les essuyer avec un linge sec.

Pour remonter l'appareil, il suffit d'opérer d'une manière inverse. En revissant le chapeau B, il faut avoir soin de laisser au piston un jeu vertical de 1 à 2 millimètres. Un petit ressort *r* qui s'engage dans une rainure empêche ce chapeau de se dévisser.

Quand le tout est en place dans le bâti, il faut avoir soin également de centrer les différentes pièces. Ce centrage s'effectue d'une manière très simple grâce à la rotule R. Il suffit de dévisser légèrement les deux vis qui la bloquent et de faire tourner la pompe, après avoir bouché le tube *t* pour que la tige se mette bien en place. On revise alors les vis de blocage.

*Résultats.* — Bien que construite en verre, cette pompe n'offre cependant aucune fragilité spéciale. Le jeu entre le piston C et le cylindre A étant de l'ordre de 1 à 2 dixièmes de millimètre, il n'y a pas à craindre de grippement. Il suffit d'avoir soin que le mercure soit propre et de ne pas introduire en le versant des corps étrangers, tels que des débris de verre.

Ce modèle permet d'arriver au millième de millimètre. Certaines pompes ont été souvent un peu plus loin, mais d'une manière assez irrégulière.

Elles donnent toutes le millième quand le mercure est sec et que la pompe est propre. Le mercure finit naturellement par s'encrasser légèrement à la longue ; mais cela ne semble avoir qu'une influence peu sensible sur le degré de vide obtenu. M. Berlemont se sert depuis Pâques d'une de ces pompes pour vider ses tubes de Crookes, de Geissler, soupapes, lampes de mercure, etc. Elle a fonctionné sans accident, en moyenne cinq heures par jour. Il lui suffit de la nettoyer à peu près tous les mois.

Cette pompe permet de vider un récipient de 1 litre, depuis la pression atmosphérique jusqu'à 1 millimètre, en trois minutes et jusqu'au centième de millimètre en quatre minutes.

Dans le tube qui est fixé sur la pompe dans la *fig.* 1 et dont le vo-



lume est de 250 à 300 centimètres cubes, on obtient la fluorescence verte au bout de une minute à une minute et demie. Au bout de deux à trois minutes, le tube devient assez dur pour qu'on ait une étincelle équivalente de 7 à 8 centimètres. Il est dangereux d'aller plus loin : on peut avoir, en effet, une étincelle équivalente de 10 à 20 centimètres, qu'un tube de cette forme ne peut supporter sans danger.

Dans une ampoule Röntgen de 1.200 centimètres cubes, on obtient des rayons X en neuf minutes environ, quand l'ampoule a déjà été purgée. Pour purger un tube neuf qui vient d'être soufflé, il faut naturellement plus de temps ; pour que le tube soit bon et puisse être utilisé ensuite, il faut, comme on sait, chauffer le tube en faisant passer la décharge de temps en temps, et le temps nécessaire pour la terminer est d'environ quarante-cinq minutes.

Ce modèle est donc suffisant pour les usages du laboratoire.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXVIII; 1909.

E. WARBURG et G. LEITHAUSER. — Ueber die Analyse der Stickoxyde durch ihre Absorptionsspektren im ultrarot (Sur l'analyse des oxydes de l'azote par leurs spectres d'absorption dans l'infra-rouge). — P. 313-325 (Physikalische-Technische Reichsanstalt).

On a trouvé les maximums d'absorption suivants :

	N <sup>2</sup> O <sup>5</sup>	N <sup>2</sup> O	NO <sup>2</sup>	N <sup>2</sup> O <sup>4</sup>	N <sup>2</sup> O	O <sup>3</sup>
λ (en μ)	5,81	4,47	6,12	5,7	$\left. \begin{array}{l} 5,25 \\ 5,41 \end{array} \right\}$	4,576

Les résultats relatifs à NO<sup>2</sup>, N<sup>2</sup>O<sup>4</sup>, sont déduits de l'examen du peroxyde d'azote à 20° et — 30°, températures correspondant à des degrés de dissociation très différents. La grandeur de l'absorption permet de doser N<sup>2</sup>O<sup>5</sup>, N<sup>2</sup>O et NO<sup>2</sup> quand ils sont suffisamment dilués (la pression partielle était comprise entre 0,3 et 1 millimètre dans les expériences d'essai). La méthode appliquée à l'oxydation de l'azote de l'air par l'action de la décharge a montré :

1° Que dans les tubes à effluve les rapports  $\frac{N^2O^5}{O^3}$  et  $\frac{N^2O}{O^3}$  paraissent

à peu près indépendants de la teneur en ozone (entre 25 et 52 gr. d'ozone par mètre cube). Ces rapports changent d'ailleurs avec la forme de la décharge silencieuse ;

2° Quand il ne se forme pas d'ozone, on a à la fois  $\text{NO}^2$  et  $\text{N}^2\text{O}$  ; la formation de ce dernier corps n'est pas due à une action secondaire sur  $\text{N}^2\text{O}^5$ , car il peut se former dans l'action de la décharge sur  $\text{NO}^2$ .

L'action d'un courant alternatif à 2.000 volts entre électrodes de platine dans l'air n'a donné que  $\text{NO}^2$  et  $\text{N}^2\text{O}^4$ .

P. LUGOL.

WALTER KÖNIG. — Bemerkungen zu der Arbeit des Hrn. Elmén ueber elektrische Doppelbrechung in Schwefelkohlenstoff bei niedrigen Potential (Remarques à propos du travail de M. Elmén sur la biréfringence électrique du sulfure de carbone aux faibles potentiels). — P. 413-420.

Elmén a conclu de ses expériences (1) que le facteur de Kerr augmente notablement quand le champ diminue. Il le calculait par la relation :

$$\Theta = a \cdot B \cdot H^2,$$

où  $a$  désigne un nombre calculable au moyen des données de l'expérience,  $H$  le champ électrique,  $\Theta$  la rotation de son compensateur. L'auteur remarque que si on pose :

$$\Theta = \Theta_0 + aBH^2,$$

$\Theta_0$  étant calculé au moyen de deux expériences,  $B$  devient constant. La correction  $\Theta_0$  très faible serait nécessitée par la biréfringence des plaques de verre qui ferment la cuve.

P. LUGOL.

WALTER RITZ. — Theorie der Transversalschwingungen einer quadratischen Platte mit freien Rändern (Théorie des vibrations transversales d'une plaque carrée à bords libres). — P. 737-786.

Cet important mémoire développe une nouvelle méthode d'intégration (2) permettant de traiter le problème dans toute sa généralité et de calculer exactement les figures sonores pour une plaque

(1) *Ann. d. Physik*, t. XVI, p. 350; 1905.

(2) *Journ. für Reine u. angew. Mathem.*, CXXXV, p. 1; 1908.

de formé quelconque ; le calcul est fait complètement pour les plaques carrées, et ses résultats sont comparés avec les expériences de Chladni et les mesures de Strehlke (1) ; ces dernières, qui ont été souvent contestées, s'accordent bien avec les calculs de l'auteur.

L'avantage de la méthode est de permettre, lorsqu'on a résolu élémentairement un problème ordinaire de maximum et de minimum qui donne une première approximation, de pouvoir augmenter *indéfiniment* cette approximation, et de pouvoir utiliser, pour la conduite pratique de l'intégration, les données de l'expérience.

L'ensemble des sons propres est représenté à quelques centièmes près par les formules :

$$(I) \quad \begin{cases} w_{mn} = u_m(x) u_n(y) + u_m(y) u_n(x) \\ w_{mn}^{\dagger} = u_m(x) u_n(y) - u_m(y) u_n(x) \end{cases}$$

où  $u_n(x)$  est la fonction connue qui donne l'amplitude d'un son supérieur d'une tige carrée vibrant librement, et dont la longueur est égale au côté du carré (axes au centre de la plaque et parallèles aux bords). Ils peuvent être représentés avec une approximation quelconque par des sommes d'expressions de la forme I, avec des coefficients que la théorie permet de déterminer.

On trouve, entre autres résultats, que les seules lignes nodales *réellement* droites sont les diagonales et les médianes ; il y a des lignes à *peu près droites* pour les sons qui correspondent à des valeurs de  $m$  et  $n$  de parité différente (sons doubles) et quand  $m = n$ .

Les lois des membranes (les lignes nodales atteignant les bords leur sont orthogonales ; deux ou plusieurs lignes nodales passant par un point intérieur font entre elles des angles égaux) ne s'appliquent qu'exceptionnellement ou approximativement aux plaques.

Aux coins, la solution *n'est plus une fonction analytique* ; mais, comme elle reste finie et continue à l'intérieur, même lorsqu'elle ne peut pas être développée en série, les représentations auxquelles conduit la méthode restent possibles et utilisables.

Enfin, la méthode donne beaucoup plus simplement que celle de Kirchoff les vibrations fondamentales d'une plaque circulaire à  $1/2\ 0/0$  près ; deux constantes suffisent.

P. LUGOL.

---

(1) *Repertorium der Physik*, von H. V. Dove, III, p. 112, Berlin, 1839 ; — *Pogg. Ann.*, XCV, p. 577, 1855 ; CXLVI, p. 319, 1872.

E. WAETZMANN. — Kritisches zur Theorie der Kombinationstöne  
(Observations critiques sur la théorie des sons de combinaison). — P. 1067-1078.

Discussion serrée des raisons données par Hermann <sup>(1)</sup> contre la théorie d'Helmholtz. L'auteur montre que les arguments tirés de la comparaison des intensités des sons primaires et des sons de combinaison ne prouvent rien ni pour ni contre la théorie, parce que la sensibilité de l'oreille pour un son déterminé n'est pas la même lorsque le son est entendu seul, ou lorsqu'il est accompagné d'autres sons. Pour pouvoir conclure dans un sens ou dans l'autre, il faudrait répéter toutes les expériences relatives aux sons de combinaison en mesurant objectivement les intensités. L'auteur s'en tient à la théorie de Helmholtz.

P. LUGOL.

C. SCHAEFER. — Dispersionstheorie und Serienspektren  
(Théorie de la dispersion et séries spectrales). — P. 421-433.

L'auteur montre que la formule de Drude donnant l'expression de l'indice de réfraction est en contradiction avec certains faits expérimentaux, et reprend pour ce motif, en la modifiant, la théorie mathématique de la dispersion.

J. GUYOT.

P. LENARD et SEM SAELAND. — Ueber die lichtelektrische und aktinodielektrische Wirkung bei Erdalkali-phosphoren (Sur l'action photo-électrique et actino-diélectrique chez les phosphores alcalino-terreux). — P. 476-502.

1. Sous l'action de certaines radiations, les sulfures alcalino-terreux, qui sont des isolants du même ordre que le quartz, émettent des corpuscules négatifs et prennent par suite une charge positive. L'effet, d'abord considérable, se ralentit peu à peu pour devenir presque nul. La charge positive que possède alors le phosphore est très inférieure à celle qu'il faudrait développer sur toute la surface pour annuler le champ extérieur. Il semble donc que l'effet photoélectrique ne se produise pas sur toute la surface, mais qu'il soit au contraire

---

(1) *Ann. de Phys.*, t. XXV, p. 697, et *Archiv f. d. ges. Physiol.*, t. CXXII, p. 419, 1908; *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VIII, 1909.

localisé en des régions particulières (centre), seules chargées d'électricité positive.

2. Les substances très actives au point de vue photoélectrique sont aussi très phosphorescentes. Ce sont les mêmes radiations qui provoquent l'effet photoélectrique et la phosphorescence ; l'effet photoélectrique des sulfures est donc en relation avec leur phosphorescence.

3. On peut expliquer tous ces faits en admettant que l'effet photoélectrique consiste dans l'expulsion de plusieurs atomes métalliques des centres, sous l'influence de la lumière excitatrice. Quand la charge positive du phosphore n'augmente plus, les électrons libérés demeurent au voisinage des centres, en raison de l'attraction exercée par ceux-ci, mais sans pouvoir s'y combiner, puisque les sulfures sont des isolants.

C'est dans la recombinaison des centres et des électrons, quand elle se produit, qu'il faut voir l'origine de la phosphorescence. Or les sulfures sont des isolants parfaits à basse température. La phosphorescence ne peut donc se produire qu'à partir d'une certaine température, et elle est très vive, aux températures élevées, pour lesquelles le phosphore a acquis une conductibilité notable, permettant une recombinaison rapide des centres et des électrons. La théorie justifie ainsi les relations entre la phosphorescence et la température, établies par l'auteur, dans ses précédents mémoires (1).

4. En étudiant l'action des différentes radiations sur les phosphores, les auteurs ont constaté que, si on envoie de la lumière rouge, l'électromètre accuse un mouvement d'électricité de courte durée qui se produit dans le sens du champ électrique et quel que soit le signe de la charge du sulfure : c'est l'effet actinoélectrique, qui ne semble pas être en relation étroite avec le phénomène de la phosphorescence.

H. RUMPELT. — Sur la double réfraction dans les couches métalliques.  
P. 621-650.

Résumé d'une dissertation inaugurale ; la question est traitée surtout au point de vue théorique.

J. GUYOT.

---

<sup>1</sup> *Annalen der Physik*, t. XV, p. 666 ; 1904 ; — *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. IV, 1905, p. 441.

I. KARL SCHEEL et WILHELM HEUSE. — Bestimmung des Sättigungsdruckes von Wasserdampf unter 0° (Mesure des pressions de saturation de la vapeur d'eau au-dessous de 0°). — P. 723-737. (Physikalisch-Technische Reichsanstalt.)

II. M. THIESEN. — Die Dampfspannung über Eis (La tension de vapeur de la glace). P. 1057-1062.

I. La méthode employée est la méthode statique; l'eau était vaporisée dans les tubes soigneusement vidés d'air au moyen d'une pompe de Gaede; la boule libre d'un manomètre à inclinaison de lord Rayleigh (1) pouvait être reliée alternativement avec les tubes et avec un condenseur plongé dans l'air liquide (pression zéro). Les tubes étaient plongés dans un bain d'alcool, dont la température mesurée par une résistance de platine étalonnée était réglée par des mélanges réfrigérants entre 0 et  $-20^{\circ}$ , par un mélange d'alcool et de  $\text{CO}_2$  solide entre  $-20$  et  $-50^{\circ}$ , par un bain d'air liquide entre  $-50$  et  $70^{\circ}$ . Dans les deux derniers cas, le bain d'alcool était entouré étroitement d'un manchon métallique annulaire que l'on pouvait chauffer électriquement. On refroidissait d'abord, puis, en donnant le courant, on élevait la température à peu près au degré voulu; on supprimait le courant et on laissait s'établir l'équilibre. Au-dessous de  $-70^{\circ}$  la pression est trop faible pour être mesurée avec quelque précision.

Résultats ( $p$ , pression au-dessus de l'eau en millimètres de mercure,  $p'$ , pression au-dessus de la glace):

Temp....	0°	-5°	-10°	-15°	-20°	-25°	-30°
$p$ .....	4,579	3,171	2,160	1,445			
$p'$ .....	4,579	3,022	1,963	1,253	0,784	0,480	0,288
$p - p'$ ...	0	0,049	0,097	0,092			
Temp....	-35°	-40°	-45°	-50°	-55°	-60°	-65°
$p'$ .....	0,168	0,096	0,053	0,030	0,016	0,007	0,002

$p$  et  $p'$  tendant toutes deux vers zéro quand la température s'abaisse, on a pu prévoir l'existence pour  $p - p'$  d'un maximum, fixé par Thiesen (2) à  $-11^{\circ},7$ ; les expériences confirment pleinement cette indication.

II. M. Thiesen discutant les expériences précédentes relatives à

(1) *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. I, p. 122; 1902.

(2) *Wied. Ann.*, t. LXVII, p. 690-695; 1899.

la glace, indique qu'elles sont très exactement représentées par l'une des deux formules empiriques :

$$\log \frac{p}{p_0} = 9,632(1 - 0,00035t) \frac{t}{T}, \quad \text{et} \quad \log \frac{p}{p_0} = 8,891 \frac{t}{252 + t},$$

où  $t$  est la température centigrade,  $T$  la température absolue,  $p_0$  la pression de saturation à  $0^\circ$ .

P. LUGOL.

St. LORIA. — Ueber die Dispersion des Lichtes in gasförmigen Kohlenwasserstoffen (Sur la dispersion de la lumière dans les hydrocarbures gazeux). — P. 605-622.

Des expériences faites sur  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$  et  $\text{C}_3\text{H}_6$  ne confirment pas, au moins dans sa forme la plus simple, la théorie qui établit une relation entre les électrons de valence et les électrons de dispersion (<sup>1</sup>).

EVA VON BAHR. — Ueber die Einwirkung des Druckes auf die Absorption ultraroter Strahlung durch Gase (De l'influence de la pression sur l'absorption des radiations infra-rouges par les gaz). — P. 780-796.

Mesures d'absorption sur différents gaz purs ou mélangés, dans des conditions variables de pression et de concentration, dans le but de rechercher si, comme Angström l'a indiqué pour  $\text{CO}_2$ , l'absorption dépend *uniquement* de la pression totale, et non de la pression partielle. Par exemple, on mesure l'absorption sous 3 centimètres à la pression atmosphérique, puis l'absorption de la même masse amenée à une longueur de 33 centimètres dans un tube de même section c'est-à-dire à  $\frac{1}{11}$  d'atmosphère. On ajoute alors un autre gaz (air ou hydrogène) sous cette épaisseur de 33 centimètres, de manière à rétablir une pression *totale* de 1 atmosphère ; l'absorption reprend sa valeur première avec  $\text{CO}$ ,  $\text{Az}^2\text{O}$ ,  $\text{CS}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{AzH}^4$  et  $\text{H}_2\text{O}$  ; mais, pour l'éther et l'éther méthylique on a trouvé la même absorption dans les trois cas.

L'absorption croît très rapidement avec la pression totale pour les

---

(<sup>1</sup>) Voir à ce sujet : DRUDE, *Ann. d. Physik*, p. 677; 1904; — et NATANSON, *Bull. Ac. Sc. Cracovie*, avril 1907.

faibles pressions, puis plus lentement et paraît tendre vers une limite atteinte sous une pression variable d'un gaz à un autre.

En général les changements d'absorption sont quantitatifs, et non qualitatifs, et affectent de même toutes les bandes d'un même gaz. Cependant l'auteur a construit pour la bande  $4,3\mu$  de  $\text{CO}_2$  l'élargissement vers les faibles longueurs d'onde déjà signalé par Schaefer (*J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. IV, p. 531 ; 1905).

P. LUGOL.

H. SCHMIDT. — Prüfung der Strahlungsgesetze der Bunsenflamme  
(Vérification des lois du rayonnement dans la flamme du bec Bunsen).  
P. 974-1028.

L'auteur mesure la température de la flamme du bec Bunsen (bec Meker) en ses différents points par deux méthodes :

1<sup>o</sup> Méthode thermométrique : on mesure au pyromètre optique la température apparente d'un fil de platine placé dans la flamme, et auquel on restitue l'énergie qu'il perd par rayonnement en y faisant passer un courant électrique fournissant un nombre connu de watts. L'énergie rayonnée par le fil aux différentes températures a été déterminée en watts par une série d'expériences préliminaires à l'aide d'une pile thermoélectrique étalonnée sur un corps noir à  $100^\circ$ .

De la température apparente du platine on déduit sa température vraie à l'aide des courbes de Holborn et Henning (pouvoir réflecteur pour le rouge aux différentes températures).

2<sup>o</sup> Méthode fondée sur la loi de Kirchhoff : on mesure à l'aide de microradiomètres les pouvoirs émissifs et absorbants de la flamme pour les rayons de  $2,7\mu$  et  $4,4\mu$  (bandes d'absorption de  $\text{CO}_2$ ). Le microradiomètre a été gradué à l'aide d'un corps noir... En appliquant la loi de Kirchhoff et la formule de Planck on obtient, par un calcul simple, la température de la flamme.

Les deux méthodes donnèrent des résultats concordants  $1.600^\circ$  au milieu,  $1.800^\circ$  sur le bord de la flamme,  $1.670^\circ$  en moyenne.

La loi de Kirchhoff est donc applicable aux flammes. Il y a une sorte d'équilibre entre la luminescence et le rayonnement purement thermique.

E. BAUER.



ROBERT JACK. — Zeeman-Effekt an Wolfram und Molybdän  
Phénomène de Zeeman sur le tungstène et le molybdène). — P. 4032-1066.

Dans ce mémoire sont présentés les résultats relatifs à l'effet Zeeman sur le tungstène et le molybdène, métaux qui font partie du sixième groupe du système périodique de Mendeleef. Le phénomène présente beaucoup de décompositions très compliquées, fournissant jusqu'à dix-neuf composantes. Les spectres des deux éléments comprennent un nombre considérable de triplets à type variés ; bien que les éléments appartiennent au même groupe, le nombre des décompositions de même nature pour les raies à plus de trois composantes est très faible. Le sens de rotation des circulaires est d'accord avec l'hypothèse d'électrons négatifs. La règle de Rungen a été vérifiée dans tous les cas ; jusqu'ici on n'avait observé que les multiples des fractions suivantes :

$$\frac{a}{2}, \frac{a}{3}, \frac{a}{4}, \frac{a}{5}, \frac{a}{6}, \frac{a}{7}, 11, \frac{a}{12},$$

$a$  étant l'écart fondamental du *triplet normal*. L'auteur a observé les multiples de ces précédentes fractions et, en outre, ceux de :

$$\frac{a}{8}, \frac{a}{9}, \frac{a}{10}, \frac{a}{13}, \frac{a}{14} \quad \text{et} \quad \frac{a}{21}.$$

HENRI LABROUSTE.

PAUL GMELIN. — Der Zeeman Effekt einiger Quecksilberlinien in schwachen Magnetfeldern. Absolut gemessen (Phénomène de Zeeman pour quelques lignes du mercure dans les champs faibles ; mesures absolues). — P. 1079-1087.

L'auteur a effectué, dans le domaine des champs faibles, des mesures absolues de l'effet Zeeman pour certaines raies du mercure. La source lumineuse était un tube de Geissler à électrodes de mercure, l'appareil spectroscopique, un spectroscope à échelons de Hilger. L'écart des composantes était mesuré sur des photographies. Le champ magnétique était fourni par des étalons de champ de Gans (<sup>1</sup>), permettant de réaliser des champs variant de 3.500 à 10.500 gauss.

(<sup>1</sup>) Voir *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VIII, p. 525 ; 1909.

Ces étalons furent vérifiés après coup et leur constante corrigée; les résultats numériques qui suivent tiennent compte de la correction.

*Résultats.* — Des mesures oculaires effectuées sur les lignes jaune 5790 et 5769 Å montrèrent la proportionnalité de l'écart des composantes à l'intensité du champ, avec une erreur inférieure à 0,5 0/0.

Les valeurs des quantités  $Z = \frac{\Delta\lambda}{H\lambda^2}$  ont été déterminées pour quatre lignes du mercure; elles sont les suivantes :

$$\begin{array}{cccc} \lambda = & 5.790 & 5.769 & 4.916 & 4.358 \\ Z = & 9,91 \cdot 10^{-5} & 10,73 \cdot 10^{-5} & 9,44 \cdot 10^{-5} & 18,67 \cdot 10^{-5}. \end{array}$$

Ces valeurs conduisent pour  $\frac{e}{m}$  à la valeur moyenne :

$$\frac{e}{m} = 1,771 \cdot 10^7 \text{ E. M. c. g. s.}$$

HENRI LABROUSTE.

#### T. XXIX.

FRANZ KÖLACEK. — Phänomenologisches über Dispersion und Zeemaneffekt (Phénoménologie de la dispersion et du phénomène de Zeeman). — P. 466-522.

#### THÉORIE MATHÉMATIQUE DES PHÉNOMÈNES.

O. v. BAEYER et E. GEHRCKE. — Ueber den Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern (Phénomène de Zeeman dans les champs faibles). — P. 941-955.

Les auteurs ont déterminé quelques valeurs de  $\frac{e}{m}$  dans les champs faibles pour certaines raies principales ou certaines raies satellites du mercure.

La source était un tube de Geissler à électrodes de mercure; le champ magnétique était fourni par un électro-aimant du Bois. La mesure de son intensité était faite par comparaison avec celui d'une bobine normale étalonnée et par une méthode balistique.

Le dispositif optique était celui des franges de Lummer et Gehrke<sup>(1)</sup> donnant, à l'aide de deux plaques planes et parallèles croisées, un système de points d'interférences. Les raies étaient photographiées et les mesures se faisaient à la machine à diviser. Les franges obser-

(1) Voir *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VI, p. 409; 1907.

vées ne sont pas équidistantes, les auteurs indiquent divers procédés et notamment une formule, permettant de passer des lectures de la machine à diviser aux valeurs des différences de longueurs d'onde.

*Résultats.* — Les raies satellites fournissent des valeurs de  $\frac{e}{m}$  qui sont du même ordre de grandeur que celles déduites de l'étude des rayons cathodiques.

Pour divers satellites de la raie  $546\mu\mu$ , les valeurs de  $\frac{e}{m}$  varient de 2,47 à  $2,97 \cdot 10^7$  (champs variant de 535 à 1.158 gauss).

Pour certains satellites de la raie  $436\mu\mu$ , les valeurs de  $\frac{e}{m}$  oscillent de 1,97 à  $2,22 \cdot 10^7$  (champs variant de 775 à 1.265 gauss).

Pour la raie  $492\mu\mu$ , ces valeurs sont 1,80 et  $1,82 \cdot 10^7$  (champs respectivement de 751 et 6.870 gauss).

Pour les raies jaunes  $571$  et  $579\mu\mu$ , ces valeurs sont respectivement 2,06 et  $1,93 \cdot 10^7$  (champ de 1.120 gauss). Ces deux dernières valeurs diffèrent un peu entre elles, et l'écart constaté est supérieur aux erreurs expérimentales.

En outre, les auteurs n'ont pu mettre en évidence, d'une façon certaine, la dissymétrie des composantes extérieures prévue par la théorie.

Henri LABROUSTE.

---

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

Vol. XXX; juillet-décembre 1909.

ARTHUR S. KING. — The Zeeman effect for titanium (L'effet Zeeman pour le titane).  
P. 1-13.

Dans un mémoire précédent (*Astroph.-J.*, 29, p. 76), M. A.-S. King a publié une première liste de raies du titane, en indiquant leurs séparations dans le champ magnétique. Ces raies avaient été choisies parmi bien d'autres pour être comparées aux raies du spectre des taches solaires. Le mémoire actuel contient la liste complète des raies imprimées sur les photographies de l'auteur, environ 300 entre  $\lambda$  3904,92 et  $\lambda$  6556,31. En plus de leur longueur d'onde se trouvent indiqués le nombre de composantes à angle droit des lignes de force

et les séparations  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$  des composants polarisées parallèlement et perpendiculairement aux lignes de force. Deux planches représentent les types principaux observés.

JAMES BARNES. — The new lines in the spectrum of calcium  
(Raies nouvelles dans le spectre du calcium). — P. 14-19.

Cette note contient les résultats de mesure de longueurs d'ondes de certaines raies du spectre d'arc du calcium dans le vide : raies d'une série de triplets (deux découverts par Kayser et Runge et les trois autres par Saunders) et groupes de raies qui apparaissent dans l'arc dans le vide et qui manquent dans l'arc dans l'air à la pression atmosphérique.

W.-J. HUMPHREYS. — On the radiation exponent of dry air  
(Sur l'exposant de la formule du rayonnement de l'air sec). — P. 20-25.

Il s'agit de la formule du rayonnement de l'air sec en fonction de la température. L'auteur la détermine en considérant la terre comme un corps noir rayonnant vers une enceinte à la température que possède l'air sec dans la région isotherme. La relation entre le rayonnement total  $R$  d'un corps noir et sa température absolue  $T$  s'exprime par l'équation :

$$R = KT^4.$$

M. Humphreys conclut qu'aux températures modérées et basses la relation entre le rayonnement total  $E$  de l'air sec et sa température absolue s'exprime par une équation semblable :

$$E = cT^n;$$

$n$  est à peu près égal à 4 ou  $c$  et  $K$  sont probablement très différents, en sorte qu'à une température donnée la radiation de l'air n'est probablement qu'une petite fraction de la radiation totale du corps noir.

J.-A. PARKURST. — The evidence from photographic color filters in regard to the absorption of light in space (Sur la démonstration tirée des photographies à travers écrans colorés de l'existence d'une absorption de la lumière dans l'espace). — P. 33-39.

On sait qu'il n'a pas été aussi simple qu'on s'y attendait de faire concorder les grandeurs photographiques des étoiles avec leurs gran-

deurs visuelles. Le temps de pose, calculé d'après la loi de réciprocité de Bunsen et Roscoe,

$$It = C^{\text{te}},$$

pour faire gagner cinq grandeurs d'étoiles d'après la définition des grandeurs visuelles en fonction des intensités lumineuses, ne permet en réalité que de gagner quatre grandeurs sur les photographies. On a naturellement pensé que la loi  $It = C^{\text{te}}$  était fautive et qu'il fallait la remplacer par une loi, purement photographique encore, de la forme :

$$It^p = C^{\text{te}}.$$

Mais certains astronomes ont récemment émis l'opinion que l'on n'avait pas affaire simplement à un phénomène photographique, mais à un phénomène cosmique, celui de l'absorption de la lumière dans l'espace, absorption naturellement plus importante pour les radiations de courtes longueurs d'onde. Conformément à cette opinion, Tikhoff, qui a fait des photographies de variables à travers divers écrans colorés, a trouvé que l'exposant  $p$ , pour les radiations stellaires photographiques, variait de 0,67 à 0,79, tandis que, pour les radiations stellaires vert jaune, il était compris entre 0,91 et 0,96. M. J.-A. Parkurst montre dans son article que si les causes cosmiques jouent quelque rôle dans la matière, elles sont complètement masquées par les effets photographiques. L'exposant  $p$  ne varie pas seulement, en effet, avec la longueur d'onde des radiations actives, mais aussi avec l'opacité des images et la nature des plaques employées. L'auteur a pu obtenir à travers des écrans colorés des photographies qui lui ont donné pour  $p$  des valeurs inverses de celles de Tikhoff.

PAUL-R. HEYL. — The apparent dispersion of light in space  
(La dispersion apparente de la lumière dans l'espace. — P. 40-43.)

Note sur les observations de Nordmann et de Tikhoff, et sur les critiques de Lebedew. M. P. R. Heyl pense que Nordmann est loin d'avoir tiré tout ce qu'il aurait pu d'une méthode réellement bonne; d'autre part que Lebedew a été trop dur dans sa critique de la méthode de Nordmann.

WALTER-M. MITCHELL. — Water vapor in Sun spots  
(La vapeur d'eau dans les taches du Soleil). — P. 44-47.

La présence de la vapeur d'eau dans les taches solaires a donné lieu à de nombreuses controverses qui n'ont abouti à aucune conclusion positive. M. Walter-M. Mitchell indique un procédé qui permet de s'assurer si l'élargissement des raies du spectre des taches attribué à la vapeur d'eau est bien dû à une action solaire, c'est de vérifier si leurs longueurs d'onde varient avec la position de la tache sur le disque, comme elles devraient le faire par suite de l'effet Doppler. Les instruments dont il disposait lui permettaient de mettre facilement en évidence la rotation solaire, mais ne lui ont montré aucun déplacement ou élargissement dissymétrique des raies de la vapeur d'eau. Il conclut donc que l'existence de la vapeur d'eau dans les taches solaires peut être possible, mais que, à son avis, il n'y a pas de preuves de sa présence.

HAROLD STILES. — A determination of wave-lengths (international system) for the arc and spark spectrum of mercury [Détermination des longueurs d'ondes (système international) des raies des spectres d'arc et d'étincelle du mercure]. — P. 48-61.

Les mesures de M. Harold Stiles sont basées sur le système de longueur d'onde établi, à la demande de l'Union internationale de physique solaire, par Fabry et Buisson, Pfund et Eversheim; elles ont porté sur une centaine de raies du spectre d'arc et environ 450 du spectre d'étincelle de  $\lambda$  2.259 à  $\lambda$  7.082.

WALTER-M. MITCHELL. — Recent solar observations at Haverford  
(Observations solaires récentes à Haverford). — P. 75-85.

Les faibles dimensions du réfracteur de M. W.-M. Mitchell (10 pouces) l'ont empêché de placer son spectroscopie dans le prolongement du tube de la lunette; il lui est accolé; un système convenable de prismes à réflexion totale et une lentille négative renvoient sur la fente une image solaire agrandie. L'organe dispersif est un réseau de Rowland dont l'auteur s'était déjà servi dans un spectroscopie attaché à un réfracteur de 23 pouces d'ouverture. Un grand intérêt

de la note de M. Mitchell, c'est de montrer que, pour les observations solaires les plus délicates, un équatorial relativement petit n'est pas de beaucoup inférieur à un instrument beaucoup plus puissant, mais beaucoup plus coûteux.

La note contient le détail d'observations visuelles qui confirment les observations photographiques de Hale sur l'effet Zeeman dans les taches solaires.

Jules BAILLAUD.

---

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

1<sup>er</sup> semestre 1909.

TAYLOR JONES. — Electrical oscillations in coupled circuits (Oscillations électriques dans des circuits couplés). — P. 28.

Le cas étudié par l'auteur est celui où les oscillations sont excitées dans un circuit secondaire par rupture brusque du courant dans un circuit primaire.

L'application de la méthode générale de Drude à ce cas particulier permet de calculer en fonction du temps les valeurs de la différence de potentiel aux extrémités du circuit secondaire.

Ces valeurs sont comparées à celles que fournit la mesure des éléments de courbes obtenues sous forme d'épreuves photographiques à l'aide d'un instrument particulier précédemment décrit par l'auteur sous le nom d'oscillographe électrostatique.

Les courbes enregistrées photographiquement présentent la forme générale que la théorie prévoit. Toutefois, les mesures précises montrent que si les zéros observés coïncident bien avec les zéros calculés, il n'en est pas de même pour les valeurs des maxima.

L'auteur attribue ces divergences à l'absorption d'énergie qui se produit dans les condensateurs à papier paraffiné qu'il a dû employer pour réaliser les grandes capacités dont il a fait usage dans le circuit primaire (9,53 et 11,87 microfarads).

La même méthode d'enregistrement photographique de courbes oscillographiques a été également appliquée par l'auteur à l'excitation d'un circuit par arc chantant.

ROBERT A -HOUSTON. — On the damping of long waves in a rectangular trough [Sur l'amortissement d'ondes (liquides) longues dans une auge rectangulaire]. — P. 154.

Calcul théorique d'hydrodynamique. Comparaison des résultats du calcul avec ceux de l'expérience. Les expériences étaient exécutées avec une auge rectangulaire pleine d'eau, ayant 152<sup>cm</sup>,4 de longueur, 20<sup>cm</sup>,3 de largeur et 15<sup>cm</sup>,9 de profondeur. L'une des extrémités étant soulevée de 1 centimètre à l'aide d'un levier, on la laissait ensuite retomber brusquement. Les valeurs fournies par observations ne s'accordent qu'assez grossièrement avec les valeurs que donne le calcul.

Le fait serait surtout imputable à la valeur très variable de la tension superficielle du liquide dont la surface, même très propre en apparence, se trouve toujours souillée par des traces infinitésimales d'impuretés provenant du laboratoire où l'on opère.

ALBERT-ERNEST DUNSTAN. — The coefficient of viscous traction of lead and tin alloys (Le coefficient de traction visqueuse des alliages de plomb et d'étain). — P. 192.

Trouton a montré que pour certaines substances, comme la poix, prises sous forme de tiges cylindriques, l'écoulement visqueux peut être regardé comme sensiblement proportionnel à la traction par centimètre carré de section droite.

Si l'on désigne par  $F$  la force de traction en dynes, par  $A$  l'aire de la section droite en centimètres carrés, par  $v$  la vitesse d'écoulement en centimètres par seconde à la distance de  $x$  centimètres du point fixe, on a :

$$\frac{F}{A} = \lambda \frac{dv}{dx},$$

$\lambda$  étant un certain coefficient constant et spécifique pour chaque substance : Trouton, qui lui a donné le nom de coefficient de *traction visqueuse*, a établi qu'il était lié au coefficient ordinaire de *viscosité*  $\eta$  par la relation :

$$\eta = 3\lambda.$$

L'auteur a étudié au point de vue de la traction visqueuse les métaux mous, comme le plomb et l'étain, et leurs alliages en diverses proportions ; il est arrivé à établir les points suivants :



Quand un fil de plomb, d'étain ou d'un alliage quelconque de plomb et d'étain est étiré au delà de la limite d'élasticité, le métal subit un écoulement visqueux et il existe un coefficient de traction visqueuse analogue à celui qui a été envisagé par Trouton.

Ce coefficient varie avec la composition des alliages et il dépend dans une grande mesure de la valeur de la charge,

L'expérience montre que l'influence exercée par l'étain sur la mobilité du plomb est considérable, tandis que l'influence exercée par le plomb sur la mobilité de l'étain est très faible.

J.-W. NICHOLSON. — The inductance of two parallel wires (Coefficient d'induction mutuelle de deux fils parallèles). — P. 253.

Les formules usuelles cessent de devenir applicables quand la fréquence atteint une valeur élevée. L'auteur traite le problème dans le cas général et donne une expression du coefficient de self-induction par unité de longueur, sans doute rigoureux, mais d'emploi peu commode en pratique courante, car elle contient des fonctions de Bessel de deuxième espèce ainsi que les fonctions *ber* et *bei* de lord Kelvin.

J.-A. FLEMING. — A note on the photoelectric properties of potassium-sodium alloy (Note sur les propriétés photo-électriques de l'alliage potassium-sodium). — P. 286.

On sait que les métaux électropositifs perdent de l'électricité négative quand ils sont éclairés, surtout par des radiations ultraviolettes. Elster et Geitel ont montré que l'effet était particulièrement prononcé avec les métaux alcalins. L'auteur a étudié ce phénomène photo-électrique dans le désir de pouvoir l'utiliser à la confection de détecteurs d'oscillations électriques.

Il s'est servi de l'alliage à parties égales de potassium et de sodium. Cet alliage, qui est liquide à la température ordinaire, s'obtient aisément en fondant ensemble les deux métaux alcalins dans un courant de gaz d'éclairage.

Il est renfermé dans un tube de verre dans lequel on fait un bon vide. Si l'on relie à un galvanomètre sensible, d'une part l'alliage liquide à l'aide de fils de platine scellés dans le tube qui le contient, d'autre part une plaque de platine disposée en regard et tout près de la surface de l'alliage, et que l'on éclaire fortement cette surface à

l'aide d'un faisceau de lumière électrique, on constate qu'il y a passage d'un courant dans le galvanomètre.

Ce courant est dû à la force électromotrice développée par l'illumination du métal, de sorte qu'un pareil dispositif constitue une véritable pile photo-électrique. Ces éléments photo-électriques peuvent être associés en série comme des éléments voltaïques ordinaires. Leur force électromotrice est assez variable, car elle dépend, et de la composition de l'alliage alcalin, et de la pression du gaz dans le tube, et de l'éclairement de la surface métallique. L'un des éléments construits par l'auteur avait une force électromotrice de 0<sup>v</sup>,6; un autre avait une force électromotrice de 0<sup>v</sup>,43; en les associant en tension, on obtenait une force électromotrice totale de 1 volt.

Le courant dans un circuit extérieur est toujours très faible. L'élément de 0<sup>v</sup>,6 donnait dans un galvanomètre de 180 ohms de résistance un courant de 5,4 microampères, ce qui correspondait à une résistance intérieure de 74.000 ohms.

Le sens du courant dans le circuit extérieur est tel que le platine est le pôle négatif et l'alliage potassium-sodium, le pôle positif de l'élément : c'est l'inverse de ce qui se produirait avec un électrolyte.

Ce courant croît rapidement quand l'éclairement de la surface métallique augmente. Les radiations seules efficaces sont les radiations très réfrangibles de l'extrémité du spectre lumineux et, surtout, les radiations ultra-violettes.

La valeur de la pression du gaz à l'intérieur du tube exerce une grande influence sur le phénomène. Pour qu'il commence à se produire, il faut que cette pression soit inférieure à  $\frac{1}{100}$  de millimètre. Le courant va en augmentant rapidement quand la pression diminue, passe par un maximum pour une pression voisine de  $\frac{1}{1000}$  de millimètre, et diminue ensuite pour atteindre une valeur finie aux pressions les plus faibles que l'on puisse réaliser.

R.-W. WOOD. — Note on the theory of the greenhouse (Note sur la théorie de la « serre ». — P. 319.

L'auteur combat l'interprétation que l'on donne en général de l'élévation de la température à l'intérieur des enceintes couvertes de vitres de verre (cloches à melons, serres) en attribuant le phénomène

à l'athermanie du verre pour les radiations obscures. Il cite diverses expériences où il a obtenu les mêmes élévations de température en substituant à des vitres de verre des plaques de sel gemme, c'est-à-dire d'une substance parfaitement diathermane pour les radiations obscures.

L'échauffement de l'air serait simplement dû à la convection, et la chaleur resterait confinée à l'intérieur de l'enceinte avec la masse même du gaz. Il suffit, en effet, de permettre à la circulation de l'air de se produire entre l'intérieur et l'extérieur pour que l'élévation de température devienne insensible.

CHARLES DRYSDALE. — The use of the potentiometer on alternate current circuits (L'emploi du potentiomètre pour circuits à courants alternatifs). — P. 402.

Le procédé est une méthode de réduction à zéro qui consiste à équilibrer le courant à mesurer par un courant alternatif connu : l'observation de cet équilibre s'opère à l'aide d'un galvanomètre à vibrations de Rubens ou un galvanomètre bifilaire de Campbell.

Le dispositif imaginé par l'auteur permet de donner aux forces électromotrices que l'on compare des fréquences identiques et une même phase.

J.-A. POLLOCK, E.-M. WELLISCH et A.-B. RANCLAUD. — The relighting of the carbon arc (Le rallumage de l'arc au charbon). — P. 449.

Le rallumage d'un arc après un certain temps d'interruption dépend non seulement de la valeur du courant et de la longueur de l'arc, mais surtout de la différence de potentiel qui existe entre les électrodes au moment où le circuit est fermé à nouveau.

L'objet des présentes expériences est de rechercher la relation qui existe entre cette différence de potentiel et la durée d'interruption de l'arc. Cette relation est donnée pour différents régimes de l'arc au carbone par une série de courbes qui indiquent nettement l'existence d'une caractéristique critique.

La durée maximum d'interruption de l'arc dans les conditions des expériences était parfaitement définie et très constante : elle atteignait environ 0,002.

La question actuelle présente une analogie étroite avec celle de la

transformation spontanée d'une décharge non lumineuse en décharge lumineuse dans l'air à la pression ordinaire, question dont l'étude a été précédemment faite par l'un des auteurs dans le cas où l'électricité négative passe d'une électrode de carbone chaude à une électrode froide.

Toutefois, comme les deux électrodes sont ici à la même température, le changement de nature de la décharge au moment de la fermeture du circuit ne se présente plus tout à fait d'une manière aussi simple à cause de la présence d'ions, tant à la surface de l'anode qu'au voisinage immédiat de la cathode.

G.-M. LEWIS. — An experimental investigation of Gibbs's theory of surface-concentration, regarded as the basis of absorption (Recherche expérimentale sur la théorie de la surface de concentration de Gibbs, considérée comme base de l'absorption). — P. 466.

Le mode opératoire est le même que celui qui a été employé par l'auteur dans un précédent mémoire (*Phil. Mag.*, avril 1908) sur le sujet, et auquel le présent travail fait suite.

Les conclusions principales sont les suivantes :

1° La caféine en solution aqueuse obéit quantitativement à la loi de Gibbs ;

2° Les sels inorganiques ordinaires, — chlorure de potassium, nitrate d'argent, chlorure de baryum, chlorure de cuivre, — sont absorbés en quantités de l'ordre de grandeur de celles que permet de calculer les relations de Gibbs. Les valeurs déterminées par l'expérience sont toutefois toujours supérieures à celles que fournit le calcul ;

La divergence la plus grande est donnée par la soude caustique ;

3° Les sels organiques complexes, — glycocholate de soude, oléate de soude, rouge Congo et méthylorange, — présentent des différences beaucoup plus considérables entre les valeurs observées et calculées.

Les résultats des mesures d'absorption de ces diverses substances sont donnés dans des tableaux joints au mémoire.

C. TISSOT.

## SUR LA TENSION DE VAPEUR D'UN LIQUIDE ÉLECTRISÉ (1);

Par M. GOUY.

L'étude publiée antérieurement sur la charge des électrolytes (2) permet de reprendre sur de nouvelles bases l'examen de cette question, traitée d'abord par M. Blondlot (3), qui a envisagé l'équilibre de distillation existant entre la partie d'un liquide conducteur qui est soulevée par l'attraction d'un plateau électrisé, et le reste de sa surface. Il en a conclu que la tension de vapeur est diminuée par l'électrisation de la quantité  $\frac{2\pi\sigma^2\delta}{\Delta}$ , en désignant par  $\delta$  et  $\Delta$  les densités de la vapeur et du liquide, et par  $\sigma$  la charge par unité de surface. Nous désignerons aussi par  $K$  et  $F$  le pouvoir inducteur de la vapeur et l'intensité du champ;  $\delta$  et  $K - 1$  seront traités comme des quantités très petites.

Ce raisonnement, dont le principe est irréprochable, est rendu incomplet par une omission qui, du reste, était fréquente jusqu'à ces dernières années dans les questions de ce genre. On admettait implicitement que la pression de la vapeur ou du gaz est la même dans le champ et hors du champ, ce qui implique l'absence de forces tendant à attirer le diélectrique dans le champ. Cependant de telles forces étaient bien connues depuis les expériences de Boltzmann, mais on les regardait souvent comme s'exerçant sur la surface même du diélectrique, ce qui masquait leur véritable action, productrice de pression hydrostatique (4).

Des vues divergentes sur ce sujet ont été possibles en laissant indéterminée la constitution des gaz; mais, si l'on adopte l'hypothèse moléculaire généralement admise, plusieurs points paraissent hors de discussion :

1° Le fait de l'augmentation de capacité d'un condensateur par la

(1) *Comptes Rendus*, 15 novembre 1909. Mémoire communiqué à la Société française de Physique, séance du 20 janvier.

(2) *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. IX, p. 457, juin 1910, et *Comptes Rendus*, 26 octobre 1909.

(3) *J. de Phys.*, 2<sup>e</sup> série, t. III, p. 442, 1884.

(4) Il est remarquable que, dans les problèmes magnétiques, si analogues à ceux-ci, les physiciens n'aient fait nulle difficulté d'adopter, dès l'origine, le point de vue de la pression hydrostatique. J'ai essayé déjà de montrer quel rôle essentiel joue cette pression dans les attractions et répulsions des corps électrisés (*J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. V, p. 154, 1896).

*J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I. (Février 1911.)

présence du gaz exige que les molécules, sous l'action du champ, prennent un *moment électrique*, sans quoi elles ne pourraient agir sur les plateaux à travers le vide intermoléculaire ;

2° Puisque les molécules ont un moment électrique, elles sont soumises, là où le champ n'est pas uniforme, à des forces qu'on sait calculer, et qui tendent à les déplacer suivant la direction où le champ augmente le plus vite ;

3° En raison de ces forces, l'équilibre hydrostatique exige que le gaz possède, dans le champ, une pression plus grande que la pression extérieure, de la quantité  $\frac{F^2}{8\pi} (K - 1)$ .

Ces propositions sont des conséquences naturelles de la théorie moléculaire des gaz ; tout au moins aucune théorie n'a-t-elle été formulée qui, acceptant les idées essentielles de la théorie des gaz, conduisit à d'autres relations.

L'excès de pression dans le champ électrique rend compte, sans aucune hypothèse, de l'accroissement de densité du gaz, qui depuis les travaux de MM. Quincke et Lippmann, est connu sous le nom de *contraction électrique des gaz* ; il suffit, en effet, d'appliquer la loi de Mariotte <sup>(1)</sup>.

Revenons à l'équilibre de distillation. Soient P la tension de vapeur à la surface liquide hors du champ, P' cette tension à la surface dans le champ, et h la différence de niveau des deux surfaces. Nous avons d'après ce qui précède :

$$(1) \quad P' - P = \frac{F^2}{8\pi} (K - 1) - gh\delta.$$

Examinons d'abord le cas où le liquide, de pouvoir inducteur  $K_0$ , est parfaitement isolant. Le dispositif est tel que le champ soit normal à la surface du liquide soulevé par l'action électrostatique <sup>(2)</sup>. Nous avons, d'après une loi connue :

$$gh\Delta = \frac{F^2 K_0 - 1}{8\pi K_0},$$

(1) Remarquons à ce sujet que, si un condensateur à plateaux verticaux est placé dans un gaz, il y a dans le champ du gaz plus dense, que la pesanteur tend à faire descendre. Comme il ne se produit pas une circulation perpétuelle, il existe donc des forces appliquées au gaz qui le retiennent entre les plateaux, fait dont l'explication la plus naturelle est donnée par ce qui précède.

(2) Par exemple, on placera horizontalement, à peu de distance au-dessous de la surface liquide, un plateau qui, avec le plateau supérieur, formera un condensateur, dont le diélectrique sera en partie du liquide et en partie de la vapeur.

et par suite, d'après (1) :

$$(2) \quad P' - P = \frac{F^2}{8\pi} \left( K - 1 - \frac{K_0 - 1}{K_0} \frac{\delta}{\Delta} \right).$$

La parenthèse est positive, le dernier terme étant même bien inférieur à  $K - 1$ . Ainsi la polarisation diélectrique, quand le champ est normal à la surface, produit une augmentation de la tension de vapeur (1).

Revenons à notre électrolyte. Il résulte de ce qu'on a vu précédemment (2) qu'il y a encore un champ électrostatique dans les couches superficielles d'un électrolyte électrisé. A la surface même, ce champ est exactement celui qui existerait si l'électrolyte était remplacé par un diélectrique de même pouvoir inducteur et si  $F$  conservait la même valeur. Dès lors, la tension de vapeur doit être augmentée, du fait de la polarisation diélectrique, d'une quantité qui n'est autre que le second membre de (2).

En outre, les couches superficielles de l'électrolyte électrisé diffèrent du reste du liquide par le nombre des ions qu'elles contiennent (3). Elles forment une solution moins diluée, la différence étant pourtant assez petite pour qu'on puisse encore regarder cette solution comme étendue. Dès lors nous pouvons calculer, par les formules ordinaires, la diminution de tension de vapeur due à cet accroissement de concentration.

En conservant les notations du mémoire cité, le nombre d'ions-grammes par unité de volume est, dans la masse liquide :

$$N_c + N'_c + \dots + N_a + N'_a + \dots,$$

et à la surface :

$$N_c U_{c0} + N'_c U'_{c0} + \dots + N_a U_{a0} + N'_a U'_{a0} + \dots$$

On a donc, en appelant  $p$  et  $p_0$  les deux pressions osmotiques :

$$p_0 - p = RT [N_c (U_{c0} - 1) + N'_c (U'_{c0} - 1) + \dots + N_a (U_{a0} - 1) + N'_a (U'_{a0} - 1) + \dots].$$

(1) Si le champ n'était pas normal à la surface, mais tel que la direction de la polarisation dans le liquide fit un angle  $\theta$  avec la normale, on aurait, en appelant  $I$  l'intensité de la polarisation :

$$gh\Delta = 2\pi I^2 \left( \frac{1}{K_0 - 1} + \cos^2 \theta \right) \text{ (formule de M. Liénard).}$$

(2) *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. IX, p. 457, juin 1910.

(3) Nous n'avons pas à nous occuper des molécules non dissociées, car l'électrisation ne change pas leur concentration (*loc. cit.*).

Mais, d'après l'équation (6) du mémoire cité, la parenthèse vaut  $\frac{2\pi\sigma^2}{K_0RT}$ . Il vient donc :

$$p_0 - p = \frac{2\pi\sigma^2}{K_0} = \frac{F^2}{8\pi K_0}.$$

D'après une relation bien connue, la différence des tensions de vapeur de deux solutions qui ont les pressions osmotiques très voisines  $p_0$  et  $p$  est  $(p_0 - p) \frac{\delta}{\Delta}$ , ce qui nous donne ici  $\frac{F^2}{8\pi K_0} \cdot \frac{\delta}{\Delta}$ . On a donc finalement :

$$(3) \quad P' - P = \frac{F^2}{8\pi} \left( K - 1 - \frac{\delta}{\Delta} \frac{K_0 - 1}{K_0} - \frac{\delta}{K_0 \Delta} \right) = 2\pi\sigma^2 \left( K - 1 - \frac{\delta}{\Delta} \right).$$

Cette expression de  $P' - P$  est précisément celle que nous aurions pu calculer d'avance, d'après (1), en remarquant qu'on a ici :

$$gh\Delta = 2\pi\sigma^2.$$

Ainsi nous voyons qu'en considérant simplement la couche superficielle de l'électrolyte électrisé comme une solution plus concentrée que l'intérieur, nous arrivons à une expression correcte de la diminution de tension de vapeur due à la charge seule, c'est-à-dire déduction faite du terme correspondant à la polarisation diélectrique.

L'effet global, comprenant l'action de la charge et celle de la polarisation diélectrique, est une augmentation de la tension de vapeur, du moins pour l'eau et les corps ayant un pouvoir inducteur élevé.

---

#### SUR LE POUVOIR DISPERSIF DES COMBINAISONS DE PRISMES. APPLICATION AUX SPECTROSCOPES ;

Par M. GEORGES MESLIN.

Beaucoup de spectroscopes sont construits de façon à obtenir une dispersion variable suivant le nombre de prismes qu'on intercale sur le trajet du faisceau lumineux, et, dans un grand nombre de ces appareils, on double le pouvoir dispersif en doublant le nombre des éléments interposés ; mais cette proportionnalité est loin d'être une règle constante, et nous verrons qu'elle n'est réalisée que dans des



conditions particulières de symétrie ou dans le cas du minimum de déviation pour l'élément intercalé.

Dans le cas le plus général où chaque élément n'est pas décomposable en deux moitiés symétriques et symétriquement traversées, la propriété en question ne subsiste plus : elle est remplacée par une relation plus complexe dont les conséquences paraissent singulières au premier abord, surtout si l'on envisage en même temps ce qui se produit lorsque, chaque élément étant retourné bout pour bout, le système est traversé en sens inverse.

Ainsi, avec un spectroscope de Christie, où chacun des deux prismes est dissymétrique et peut présenter soit une face oblique, soit une face normale au faisceau incident, on obtient les résultats suivants :

Utilisons d'abord un seul des prismes avec l'incidence oblique et mesurons à l'aide d'un micromètre fixé à l'oculaire l'écart de deux radiations déterminées, soit deux raies noires du spectre solaire, soit deux raies brillantes comme celles de l'arc au mercure ; On peut prendre, entre autres, les deux raies jaunes voisines, si l'on veut opérer sur une région resserrée du spectre ; l'écart de ces deux radiations est mesuré, par exemple, par 10 divisions.

On intercale le deuxième prisme identique au premier et traversé dans les mêmes conditions. *La dispersion n'est pas doublée* ; l'écart des deux raies étant cette fois mesuré par 12 divisions.

L'adjonction du second prisme a donc augmenté la dispersion de  $\frac{1}{5}$  de sa valeur en la faisant passer de 1 à  $\frac{6}{5}$  ; mais d'ailleurs cette dernière fraction ne mesure pas, dans tous les cas, l'avantage qui résulte de l'adjonction d'un prisme.

Si en effet nous retournons l'appareil bout pour bout en permutant le collimateur et la lunette d'observation, les prismes seront cette fois traversés en sens inverse en présentant leur face d'entrée normalement au faisceau incident. Dans ce cas, un seul des prismes fournira un pouvoir dispersif mesuré par 15, tandis que l'adjonction du second prisme lui donne une valeur égale à 90, l'augmentant ainsi dans le rapport de 1 à 6. Ce résultat est une conséquence des propriétés élémentaires du prisme, et la démonstration va nous permettre de prévoir ce qui se passe lorsqu'on combine plusieurs systèmes dispersifs et de déterminer comment ces combinaisons doivent être réglées pour obtenir, suivant les cas, les résultats les plus avantageux ; ces règles s'appliqueront à l'association de prismes

avec d'autres prismes ou d'autres appareils dispersifs, tels que réseaux, échelons, lames de Lummer et Gehrcke, etc...

Soit un rayon qui tombe sous une incidence  $i$  sur un prisme d'indice  $n$  et qui sort sous une émergence  $e$ ; nous désignerons par  $\left(\frac{de_p}{dn_p}\right)$  ou par  $\delta_p$  le pouvoir dispersif du  $p^{\text{ème}}$  prisme dans les conditions où il est traversé : c'est un coefficient tel qu'en le multipliant par la variation  $dn$  d'indice entre deux radiations, on obtient l'écart à la sortie de deux rayons, qui sont entrés sous la même incidence  $i$ . Ceci posé, considérons les deux radiations qui, déjà séparées par le premier prisme (fig. 1) et faisant entre elles un angle  $de_1$ , tombent sur un

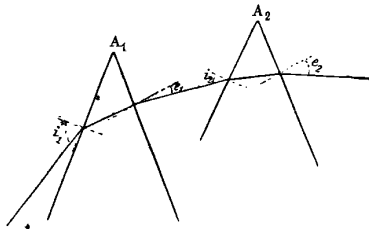


FIG. 1.

second prisme où elles se présentent sous des incidences qui varient de  $di_2$ . Elles sortent finalement en faisant entre elles un angle  $de_2$ , lequel écart provient à la fois de ce qu'elles ont été séparées par le second prisme et de ce que, ayant été déjà dissociées par le premier, elles se présentaient dans des conditions différentes sur le deuxième, qui agit alors inégalement sur chacune d'elles. On peut poser, en additionnant ces deux effets :

$$de_2 = \left(\frac{de_2}{dn_2}\right) dn_2 + \left(\frac{de_2}{di_2}\right) di_2.$$

Or  $di_2$  est relié à  $de_1$ , puisque  $i_2$  et  $e_1$  sont les deux angles faits par une même droite avec les deux faces contiguës des prismes 1 et 2 qui ont entre elles un écart angulaire égal à  $A_{12}$ .

On a donc, suivant la disposition de ces prismes l'un par rapport à l'autre, soit

$$i_2 + e_1 = A_{12}$$

ou

$$i_2 - e_1 = \pm A_{12}$$

ce qui donne, soit

$$di_2 + de_1 = 0,$$

ou

$$di_2 - de_1 = 0.$$

Prenons d'abord le premier cas :

$$di_2 = -de_1 = -\frac{de_1}{dn_1} dn_1,$$

d'où

$$de_2 = \left(\frac{de_2}{dn_2}\right) dn_2 - \left(\frac{de_2}{di_2}\right) \left(\frac{de_1}{dn_1}\right) dn_1.$$

Si les deux prismes sont formés par le même verre :

$$dn_2 = dn_1 = dn,$$

et l'expression de  $de_2$  devient

$$\left[\left(\frac{de_2}{dn}\right) - \left(\frac{de_2}{di_2}\right) \left(\frac{de_1}{dn}\right)\right] dn.$$

En employant les notations indiquées plus haut,  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  pour les pouvoirs dispersifs, et de même  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  pour les pouvoirs amplifiants définis par  $\left(\frac{de_1}{di_1}\right)$  et  $\left(\frac{de_2}{di_2}\right)$  (lesquels peuvent être positifs ou négatifs), on a finalement pour la différence des déviations  $\Delta$  rapportée à l'unité de variation d'indice :

$$\Delta = \delta_2 - \alpha_2 \delta_1.$$

Si, en outre, les deux prismes ont le même angle et reçoivent le faisceau dans les mêmes conditions :

$$\delta_1 = \delta_2 = \delta;$$

d'où

$$\Delta = \delta(1 - \alpha).$$

Soit  $k$  la valeur numérique de  $\alpha$ , si  $\alpha$  est négatif :

$$k = -\alpha \quad \text{et} \quad \Delta = \delta(1 + k).$$

Au minimum de déviation, le pouvoir amplifiant est égal à 1, et d'une manière générale, toutes les fois que les conditions de symétrie sont réalisées entre l'incidence et l'émergence, puisque, pour un prisme :

$$k = + \frac{\cos i \cos r'}{\cos i' \cos r}.$$

On a alors

$$\Delta = 2\delta.$$

Mais en dehors de ces conditions de symétrie, on a seulement

$$\Delta = \delta(1 + k),$$

et si par exemple  $k = \frac{1}{5}$ , l'adjonction du deuxième prisme donne une dispersion mesurée par  $\frac{6}{5}\delta$  au lieu de  $\delta$  obtenue avec un seul prisme.

Supposons maintenant que les rayons marchent en sens inverse, la face d'émergence considérée dans le calcul précédent étant prise cette fois comme face d'entrée : les angles d'incidence seront alors désignés par  $e_1, e_2$  et les angles d'émergence seront  $i_1, i_2$ ; on aura, pour l'écart  $\Delta'$ , l'expression obtenue par permutation :

$$\Delta' = \left(\frac{di_1}{dn}\right) - \left(\frac{di_1}{de_1}\right) \left(\frac{di_2}{dn}\right);$$

le pouvoir amplifiant  $\frac{di_1}{de_1}$  étant l'inverse du précédent :

$$\frac{di_1}{de_1} = \frac{1}{\alpha} = -\frac{1}{k},$$

et, si l'on suppose encore que les prismes ont le même angle et sont traversés dans les mêmes conditions :

$$\Delta' = \frac{di}{dn} \left(1 - \frac{di}{de}\right) = \delta' \left(1 + \frac{1}{k}\right).$$

S'il s'agissait du minimum de déviation, on aurait

$$k = 1, \quad \delta' = \delta$$

et

$$\Delta' = 2\delta' = 2\delta;$$

mais, en général  $\delta'$  est différent de  $\delta$ (<sup>1</sup>), puisque le prisme est traversé dans des conditions différentes, et l'on a :

$$\Delta' = \delta' \left(1 + \frac{1}{k}\right).$$

(<sup>1</sup>) On a d'ailleurs  $\delta' = \frac{\delta}{K}$ .

En prenant comme tout à l'heure  $k = \frac{1}{5}$ , le pouvoir dispersif est égal soit à  $\delta'$ , soit à  $6\delta'$ , suivant qu'on utilise un seul des prismes ou qu'on ajoute le second.

L'adjonction du deuxième prisme multiplie cette fois par 6 le pouvoir dispersif, tandis qu'avec la propagation inverse l'avantage <sup>(1)</sup> n'était exprimé que par le facteur  $\frac{6}{5}$ .

La théorie précédente, qui rend bien compte des phénomènes observés, montre quelles sont les équations qu'il y a lieu de considérer lorsqu'on envisage des combinaisons de prismes, et ce calcul est nécessaire pour connaître exactement l'avantage, quelquefois très faible, qu'on peut en retirer. Il y a même lieu de se demander si, étant donnés les éléments de certains prismes, l'adjonction d'un second système ne produit pas *toujours* une diminution du pouvoir dispersif déjà obtenu par le premier prisme, et cela, dans les deux orientations (capables d'entraîner une déviation soit à droite, soit à gauche) que l'on peut réaliser avec le second prisme en conservant la même face d'entrée.

L'utilité de cette remarque peut être suggérée par l'expérience suivante : un premier spectroscopie, par exemple un spectroscopie de Hilger à déviation constante, est disposé de façon à produire une première dispersion ; entre le prisme et la lunette est réservé l'espace nécessaire pour intercaler un ou plusieurs prismes à vision directe <sup>(2)</sup> ; à l'aide du micromètre oculaire, on mesure d'abord le pouvoir dispersif du premier spectroscopie, on trouve par exemple dans la région jaune un écart correspondant à 18 divisions pour les deux raies jaunes voisines provenant d'un arc au mercure ; on intercale un prisme de Christie, l'entrée ayant lieu sous une incidence oblique, l'écart des mêmes raies a diminué et correspond à 16 divisions. On peut penser alors que cette diminution tient à une mauvaise

(1) La considération de ces nombres n'est pas la seule qu'il y ait lieu de faire entrer en ligne de compte ; il importe de calculer en même temps le pouvoir amplifiant, pour obtenir finalement le pouvoir résolutif, comme l'a montré Christie.

(2) Ou encore, à la suite du premier spectroscopie, est installée une monture de spectroscopie à vision directe pouvant recevoir soit un échelon de Michelson soit le ou les prismes sur lesquels on veut opérer ; l'ensemble constitue donc un spectroscopie à deux fentes propre à l'obtention des images monochromatiques ou à l'analyse des raies spectrales par le procédé de l'échelon.

orientation du second prisme, que l'on fait alors pivoter de  $180^\circ$  autour d'une horizontale, tout en conservant la même face d'entrée et la même incidence ; l'écart garde une valeur plus faible que dans le premier cas, plus faible même que dans le second, il n'est plus que de 4 divisions.

*Ainsi l'adjonction du deuxième prisme a produit dans les deux cas un effet désavantageux.*

La théorie précédemment exposée va nous permettre d'en rendre compte :

En conservant les notations antérieures, on a, pour le pouvoir dispersif, dans la première position, où  $di_2 = -de_1 = -\frac{de_1}{dn} dn$  :

$$\Delta_1 = \left(\frac{de_2}{dn}\right) - \left(\frac{de_2}{di_2}\right) \left(\frac{de_1}{dn}\right) = \delta_2 - \alpha\delta_1$$

et dans la deuxième position, où  $di_2 = +de_1$  :

$$\Delta_2 = \left(\frac{de_2}{dn}\right) + \left(\frac{de_2}{di_2}\right) \left(\frac{de_1}{dn}\right) = \delta_2 + \alpha\delta_1$$

ou, en remplaçant  $\alpha$  par  $-k$  :

$$\begin{aligned}\Delta_1 &= \delta_2 + k\delta_1 \\ \Delta_2 &= \delta_2 - k\delta_1\end{aligned}$$

au lieu de la valeur  $\delta_1$ , qu'on avait avec le premier système dispersif employé seul.

Envisageons ce qui se produit lorsque  $k$  est inférieur à l'unité ; il peut arriver que  $\Delta_1$  et  $\Delta_2$  soient tous deux inférieurs à  $\delta_1$ , et cette circonstance se présente si la première de ces quantités, qui est la plus grande, est elle-même plus petite que  $\delta_1$ , c'est-à-dire si l'on a :

$$\begin{aligned}\delta_2 + k\delta_1 &< \delta_1 \\ \delta_2 &< \delta_1(1 - k).\end{aligned}$$

Il pourra même arriver que l'interposition du second prisme ne modifie nullement la dispersion précédemment obtenue, et cette circonstance se réalisera si

$$\frac{\delta_2}{\delta_1} = 1 - k.$$

Dans ce cas, la dispersion propre du deuxième prisme sera exac-

tement compensée par la diminution d'écart provenant de ce que les deux rayons ne se présentent pas sous la même incidence et de ce que la réfraction par le second prisme diminue l'écart angulaire de deux rayons voisins isochromatiques.

D'ailleurs les valeurs de  $\delta_1$ ,  $\Delta_1$  et  $\Delta_2$  permettront, en utilisant les équations précédentes, de calculer  $\delta_2$  et  $k$ .

On a, en effet, en remplaçant respectivement  $\delta_1$ ,  $\Delta_1$  et  $\Delta_2$  par les nombres indiqués ci-dessus, 18, 16 et 4, les relations :

$$\begin{aligned}\delta_2 + k \times 18 &= 16, \\ \delta_2 - k \times 18 &= 4,\end{aligned}$$

ce qui conduit immédiatement à la connaissance des données du prisme intercalé :

$$\delta_2 = 10, \quad k = \frac{1}{3}.$$

Cherchons ce qui arrive lorsque le prisme interposé est retourné pour permuter les conditions d'émergence et de sortie, ce qui remplace le coefficient  $k$  par son inverse et  $\delta_2$  par sa nouvelle valeur  $\delta'_2$  (qui n'est autre, d'ailleurs, que  $\frac{\delta_2}{k}$ ).

Avec les deux orientations que l'on peut donner au prisme, on a

$$\begin{aligned}\Delta'_1 &= \delta'_2 + \frac{\delta_1}{k} = \frac{\delta_2 + \delta_1}{k}, \\ \Delta'_2 &= \delta'_2 - \frac{\delta_1}{k} = \frac{\delta_2 - \delta_1}{k}.\end{aligned}$$

En remplaçant  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  et  $k$  par les nombres précédemment obtenus 18, 10 et  $\frac{1}{3}$ , on a

$$\begin{aligned}\Delta'_1 &= (18 + 10) 3 = 84, \\ \Delta'_2 &= (18 - 10) 3 = 24.\end{aligned}$$

Le pouvoir dispersif entraîne donc cette fois un avantage considérable, puisque la dispersion du premier prisme était de 18 et que le prisme interposé n'aurait donné, s'il avait été employé isolément, qu'une dispersion égale à 10 ou à 30 suivant le sens utilisé : la supériorité de ce dispositif en ce qui concerne la dispersion est liée au pouvoir amplifiant, qui augmente d'autant l'effet antérieurement produit <sup>(1)</sup>.

---

(1) Il resterait d'ailleurs à préciser ce qui en résulte en ce qui concerne le pouvoir résolutif.

Comme conséquence de la théorie précédente, étudions ce qui se produit lorsqu'on interpose à la suite l'un de l'autre indépendamment de l'appareil dispersif initial, deux prismes semblables et semblablement placés dans une des positions antérieurement indiquées. Le problème de la superposition de trois appareils dispersifs se traitera de la même façon que plus haut, et l'on a

$$de_3 = \left(\frac{de_3}{dn}\right) dn + \left(\frac{de_3}{di_3}\right) di_3,$$

mais

$$di_3 = \pm de_2 = \pm \frac{de_2}{dn} dn,$$

et, comme précédemment,

$$\frac{de_2}{dn} = \left(\frac{de_2}{dn}\right) \pm \left(\frac{de_2}{di_2}\right) \left(\frac{de_1}{dn}\right),$$

ce qui donne finalement pour le pouvoir dispersif de l'ensemble :

$$\left(\frac{de_3}{dn}\right) \pm \left(\frac{de_3}{di_3}\right) \left[ \left(\frac{de_2}{dn}\right) \pm \left(\frac{de_2}{di_2}\right) \left(\frac{de_1}{dn}\right) \right],$$

c'est-à-dire

$$\delta_3 \pm \alpha_3 (\delta_2 \pm \alpha_2 \delta_1)$$

ou

$$\delta_3 \pm \alpha_3 \delta_2 \pm \alpha_2 \alpha_3 \delta_1,$$

formule générale dont la loi de formation est évidente.

En remplaçant  $\alpha_3$  et  $\alpha_2$  par la fraction  $k$  et en supposant en même temps que

$$\delta_2 = \delta_3 = \delta,$$

on a comme expression du pouvoir dispersif :

$$\delta \pm k\delta \pm k^2\delta \pm k^3\delta \dots \pm k^p\delta. .$$

Si  $k$  est une fraction assez faible, le premier terme apparaît comme prépondérant, et le phénomène dépend surtout du *dernier des prismes interposés*, l'action des autres devenant négligeable.

Il en est tout autrement si les prismes sont utilisés dans la position où  $k$  est supérieur à l'unité.

Tout en restant dans le premier cas, bornons-nous à étudier ce qui se produit lorsqu'on a seulement deux prismes interposés A et B en dehors du prisme initial.

Nous désignerons par A et B leur orientation lorsqu'ils aug-



mentent la dispersion primitive, c'est-à-dire dans le cas où l'on doit prendre le signe positif; nous adopterons la notation A' et B' lorsque leur orientation correspondra à une diminution de la dispersion et par conséquent au signe négatif.

On peut avoir quatre dispositions :

$$AB \quad AB' \quad A'B \quad A'B',$$

pour lesquelles les pouvoirs dispersifs deviennent

pour $\overrightarrow{AB}$	$\delta + k\delta + k^2\delta_1 = \delta(1 + k) + k^2\delta_1$
$A'B$	$\delta - k\delta + k^2\delta_1 = \delta(1 - k) + k^2\delta_1$
$AB'$	$\delta - k\delta - k^2\delta_1 = \delta(1 - k) - k^2\delta_1$
$A'B'$	$\delta + k\delta - k^2\delta_1 = \delta(1 + k) - k^2\delta_1$

et, en remplaçant  $\delta$ ,  $\delta_1$  et  $k$  par 10, 18 et  $\frac{1}{3}$ , on a :

$$15,3 \qquad 8,3 \qquad 4,2 \qquad 11,2$$

Toutes ces combinaisons donnent un pouvoir dispersif inférieur au pouvoir dispersif initial, et la troisième disposition, qui consiste à mettre les deux prismes en sens inverse l'un de l'autre et à opposer au prisme antérieur leur effet résultant, donne une dispersion égale à 4,2 à peine supérieure à celle qu'on obtenait (4), en opposant un seul prisme à la dispersion primitive.

Avec l'appareil décrit plus haut et en employant le micromètre oculaire, j'ai vérifié l'exactitude des calculs précédents; les apparences observables dans la lunette sont représentées sur la fig. 2: Il est possible d'apercevoir dans le champ quatre images, car on peut disposer les prismes de façon à n'intercepter que partiellement les faisceaux, ce qui permet d'obtenir les images qui correspondent :

- 1° Aux rayons qui ont traversé seulement le prisme initial O ;
- 2° Aux rayons qui ont traversé le prisme initial, ainsi que le prisme A dans l'une des positions A ou A' ;
- 3° Aux rayons qui ont traversé le prisme initial ainsi que le prisme B dans l'une des positions B ou B' ;
- 4° Aux rayons qui ont traversé le prisme initial ainsi que les deux prismes A et B dans une quelconque de leurs positions.

Un résultat qui peut paraître singulier est que la combinaison  $\overrightarrow{OAB}$ , dans laquelle toutes les dispersions sont de même signe et s'a-

joutent, est moins avantageuse que les dispositifs OA ou OB ; cette conséquence provient de ce que, dans ce dernier cas, le pouvoir dispersif est exprimé par :

$$\delta + k\delta_1,$$

tandis que, dans le premier cas, il était représenté par :

$$\delta + k\delta + k^2\delta_1,$$

quantité qui est ici inférieure à la précédente.

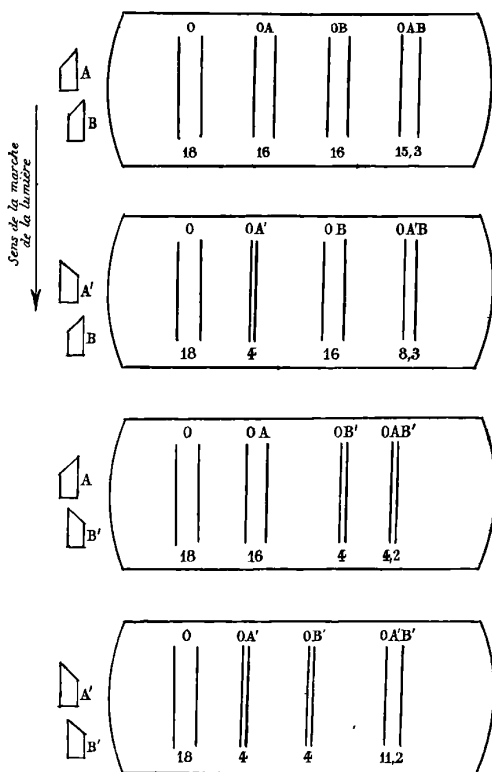


FIG. 2.

En résumé on voit qu'en employant des prismes dont le pouvoir amplifiant est inférieur à l'unité, le pouvoir dispersif est égal à celui du dernier prisme traversé augmenté, pour une orientation convenable, d'une fraction du pouvoir dispersif des prismes antérieurs. Si donc un prisme tel que B étant installé entre un collimateur et

une lunette, on veut augmenter à coup sûr la dispersion, il faudra installer, avec une orientation convenable, tout autre prisme O du côté du collimateur, antérieurement à B. Et de même, une fois cette adjonction réalisée, l'addition d'un autre prisme tel que A, pareil à B, du côté de la lunette ou même entre O et B, n'augmentera pas nécessairement la dispersion, elle pourra même la diminuer ; elle ne la fera croître à coup sûr que si on l'intercale avant le prisme O, du côté du collimateur.

Il résulte de ces considérations que lorsqu'on superpose ainsi deux appareils dispersifs, l'ordre dans lequel on les dispose n'est pas indifférent. Ainsi, en affectant des indices 1 et 2 les pouvoirs dispersifs et amplifiants des deux appareils, on a pour le pouvoir dispersif résultant :

$$\delta_2 \pm k_2 \delta_1,$$

si la lumière traverse d'abord le système 1, puis le prisme 2, et

$$\delta_1 \pm k_1 \delta_2,$$

si la lumière aborde primitivement le système 2. Le retournement partiel ou total des prismes constituants permettrait d'autres valeurs du pouvoir dispersif telles que

$$\delta'_2 \pm \frac{1}{k_2} \delta'_1 = \frac{\delta_2}{k_2} \pm \frac{\delta_1}{k_2 k_1}$$

ou

$$\delta'_1 \pm \frac{1}{k_1} \delta'_2 = \frac{\delta_1}{k_1} \pm \frac{\delta_2}{k_1 k_2}$$

$$\delta'_2 \pm \frac{1}{k_2} \delta'_1 = \frac{\delta_2 \pm \delta_1}{k_2}$$

$$\delta_2 \pm k_2 \delta'_1 = \delta_2 \pm \frac{k_2}{k_1} \delta_1.$$

On choisira parmi toutes ces dispositions celle qui est la mieux appropriée au but que l'on veut atteindre. Les conséquences s'appliquent non seulement aux combinaisons des prismes, mais aux appareils dans lesquels on superpose des dispositifs dispersifs de nature différente, tels que des prismes, des réseaux et des échelons. Les calculs se développent de la même façon, mais il suffira de tout rapporter à la variation, non plus de l'indice, mais de la longueur d'onde ; nous désignerons par  $\beta$  les pouvoirs dispersifs ainsi définis et tels que

$$\beta = \frac{de}{d\lambda}.$$

On obtient alors pour la dispersion de deux appareils 1 et 2 mis à la suite l'un de l'autre :

$$\left(\frac{de_2}{d\lambda}\right) d\lambda + \left(\frac{de_2}{di_2}\right) di_2.$$

Or

$$di_2 = \pm de_1 = \pm \frac{de_1}{d\lambda} d\lambda,$$

ce qui donne finalement pour le pouvoir dispersif :

$$\left(\frac{de_2}{d\lambda}\right) \pm \left(\frac{de_2}{di_2}\right) \left(\frac{de_1}{d\lambda}\right) \\ \beta_2 \pm k_2 \beta_1.$$

On calculera donc de la même manière les résultats obtenus par des combinaisons plus ou moins complexes. Si l'un des deux appareils, par exemple le deuxième, est un prisme, on pourra remplacer

$$\frac{de_2}{d\lambda} \quad \text{par} \quad \frac{de_2}{dn_2} \times \frac{dn_2}{d\lambda},$$

c'est-à-dire

$$\beta_2 \quad \text{par} \quad \delta_2 \times \frac{dn_2}{d\lambda},$$

le dernier facteur exprimant particulièrement la dispersion de la substance employée (qui intervient aussi dans  $\delta_2$ ).

C'est d'ailleurs aux termes tels que  $\beta$  ou  $\frac{de}{d\lambda}$  qu'il sera préférable d'avoir recours lorsque les prismes seront formés de verres différents, et on pourra opérer de la même façon, s'il s'agit d'un prisme composé, formé de plusieurs espèces de verres.

Toutefois, cette nécessité ne s'impose pas, et l'on pourra, même lorsqu'un prisme est composé de plusieurs espèces de substances dont les indices sont  $n'$  et  $n''$ , rapporter le pouvoir dispersif à une variation d'indice  $dn$ ,  $n$  étant relatif à un autre milieu que l'on adopte comme corps de comparaison.

On a en effet

$$de = \frac{de''}{dn''} dn'' + \frac{de'}{dn'} dn' \\ di'' = \pm de' = \pm \frac{de'}{dn'} dn'$$

et, si nous considérons le signe  $+$  qu'il y a lieu de prendre, en parti-

POUVOIR DISPERSIF DES COMBINAISONS DE PRISMES 101  
 culier si les deux substances constituantes sont appliquées l'une sur  
 l'autre pour former le prisme composé, il en résulte

$$de = \left(\frac{de''}{dn''}\right) dn'' + \left(\frac{de'}{di'}\right) \left(\frac{di'}{dn'}\right) dn',$$

et enfin

$$\frac{de}{dn} = \left(\frac{de''}{dn''}\right) \frac{dn''}{dn} + \left(\frac{de'}{di'}\right) \left(\frac{di'}{dn'}\right) \frac{dn'}{dn},$$

qui définit le pouvoir dispersif  $\frac{de}{dn}$  ou  $\delta$  que nous avons introduit  
 plus haut; cette considération légitime nos calculs, pour le cas où  
 chacun des prismes est lui-même composé comme le sont les prismes  
 de Christie; le terme  $\beta$  désigne alors l'ensemble du second membre  
 de l'équation précédente (\*).

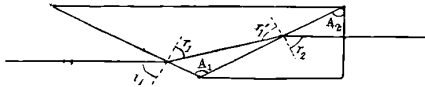


FIG. 3.

Comme application, nous indiquerons la façon dont on peut cal-  
 culer le pouvoir dispersif d'un prisme analogue au prisme de Chris-  
 tie, rapporté à l'une des deux substances (la moins réfringente, par  
 exemple), qui sert à le former.

Nous prendrons pour ses éléments :

$$A_1 = 57^\circ \quad A_2 = 114^\circ$$

avec les indices suivants pour la radiation moyenne du sodium :

$$n_1 = 1,50 \quad n_2 = 1,76$$

le système est à vision directe pour cette radiation (fig. 3), les  
 angles satisfaisant aux équations :

$$A_2 = \frac{A_1}{2} \quad \text{et} \quad \cos A_2 = \cos \frac{A_1}{2} = \frac{n_2 - 1}{2 \sqrt{n_1^2 - n_2}}$$

\* On aurait pu d'ailleurs aussi bien introduire le terme  $\beta$  défini par

$$\beta = \frac{de}{d\lambda} = \left(\frac{de''}{dn''}\right) \frac{dn''}{d\lambda} + \left(\frac{de'}{di'}\right) \left(\frac{di'}{dn'}\right) \frac{dn'}{d\lambda}.$$

Quant à la dispersion, nous prendrons pour différence d'indice entre les deux raies du sodium :

$$\begin{array}{ll} dn_1 = 0,00002 & \text{pour le crown d'indice } 1,50 \\ dn_2 = 0,00006 & \text{pour le flint d'indice } 1,76 \end{array}$$

Le pouvoir dispersif est alors donné par

$$\delta_2 + \alpha_2 \delta_1 \frac{dn_1}{dn_2}$$

ou

$$\frac{\sin A_2}{\cos e_2 \cos r_2} - \frac{\cos i_2 \cos r'_2}{\cos e_2 \cos r_2} \cdot \frac{\sin A_1}{\cos e_1 \cos r_1} \frac{dn_1}{dn_2}$$

On a

$$A_2 = 57^\circ \quad e_2 = 0 \quad r_2 = 57^\circ \quad r'_2 = 0$$

$r_1$  se calcule par la formule :

$$\sin 57^\circ = 1,50 \times \sin r_1$$

et

$$\frac{dn_1}{dn_2} = \frac{1}{3}$$

Il reste  $i_2$  et  $e_1$  qui sont les angles à l'intérieur de la lame à faces parallèles, suivant laquelle sont réunis les deux prismes. On pourrait calculer ces deux angles pour une valeur quelconque de l'indice du milieu interposé, à condition qu'il soit suffisant pour éviter la réflexion totale; le résultat doit donc être indépendant de cette valeur, et en effet  $\cos i_2$  et  $\cos e_1$  disparaissent comme figurant seulement dans le second terme, l'un au numérateur, l'autre au dénominateur.

On peut même reconnaître que si les indices  $n_1$  et  $n_2$  devenaient identiques, auquel cas on aurait

$$\frac{dn_1}{dn_2} = 1,$$

le prisme conservant d'ailleurs les angles  $A_1$  et  $A_2$ , pour imprimer au faisceau une déviation et une dispersion, l'expression précédente prendrait la forme :

$$\frac{\sin (A_1 - A_2)}{\cos e_2 \cos r_1}$$

montrant, ce qu'il est alors facile de voir directement, que le pouvoir dispersif est le même que pour un prisme unique ayant un angle

égal à  $A_1 - A_2$ , recevant le rayon sous une incidence  $i_1$  et le laissant sortir sous une émergence  $e_2$ , dispositif simple auquel se réduit dans ce cas le système composé.

Ce résultat est d'ailleurs un cas particulier d'un théorème plus général qu'on peut démontrer sur l'équivalence entre un prisme composé et un prisme simple formé d'une substance convenable :

Tout prisme composé, sans qu'il soit nécessaire d'envisager spécialement les prismes à vision directe, a une dispersion donnée par la formule :

$$\frac{\sin A_2}{\cos e_2 \cos r_2} dn_2 \pm \frac{\cos i_2 \cos r'_2}{\cos e_2 \cos r_2} \frac{\sin A_1}{\cos e_1 \cos r_1} dn_1.$$

Avec un prisme unique d'angle  $A$  et d'indice  $n$ , l'émergence étant égale à  $e$  et l'incidence à  $i$ , la dispersion serait

$$\frac{\sin A}{\cos e \cos r} dn.$$

Les dispersions seront les mêmes dans les deux cas, si l'on peut avoir

$$1) \quad \sin A = \frac{\cos e \cos r}{\cos e_2 \cos r_2} \frac{dn_2}{dn} \sin A_2 \pm \frac{\cos i_2 \cos r'_2}{\cos e_2 \cos r_2} \times \frac{\cos e \cos r}{\cos e_1 \cos r_1} \frac{dn_1}{dn} \sin A_1.$$

On a d'autre part les relations fondamentales :

$$\begin{aligned} (2) & \quad \sin i = n \sin r, \\ (3) & \quad \sin e = n \sin r', \\ (4) & \quad A = r + r'. \end{aligned}$$

On pourrait se donner arbitrairement les valeurs de  $i$  et de  $e$ , les prendre par exemple égales respectivement à  $i_1$  et  $e_1$  et choisissant un verre d'indice  $n$  déterminé à volonté, calculer à l'aide de (2) et de (3) les valeurs de  $r$  et de  $r'$ , puis à l'aide de (4), la valeur de  $A$  et, enfin, à l'aide de (1), la valeur de la dispersion  $dn$  du verre qu'il faut employer pour obtenir l'équivalence.

Nous pouvons donc énoncer la propriété suivante :

Étant donné un prisme composé, on peut toujours, pour une substance réfringente d'indice  $n$ , calculer la dispersion que doit avoir cette substance ainsi que l'angle sous lequel il faut la tailler pour obtenir le même pouvoir dispersif que pour un prisme composé en

104 MESLIN. — POUVOIR DISPERSIF DES COMBINAISONS DE PRISMES  
choisissant d'avance l'incidence et l'émergence qu'on peut d'ailleurs  
prendre égale à l'incidence et à l'émergence réalisés avec le prisme  
composé.

Mais les équations (1), (2), (3) et (4) peuvent être utilisées de diffé-  
rentes façons qui répondent à des problèmes différents ; on pourra,  
par exemple, disposer d'une substance donnée ayant un indice et  
une dispersion déterminée  $n$  et  $dn$ , on pourra en outre se donner soit  
l'angle d'incidence, soit l'angle d'émergence. Les mêmes relations  
permettront, après l'élimination de  $r$  et de  $r_1$ , de calculer l'angle  $A$ ,  
puis celle des deux valeurs  $i$  ou  $e$  qui n'aura pas été fournie ; d'où  
l'énoncé :

Étant donné, d'une part, un prisme composé et, d'autre part, une  
substance d'indice et de dispersion déterminées, on peut toujours  
calculer l'angle sous lequel il faut la tailler pour obtenir le même  
pouvoir dispersif en choisissant d'avance soit l'incidence, soit l'émer-  
gence, qu'on pourra d'ailleurs prendre égale à celle qui était réalisée  
pour le prisme composé.

On pourra même se donner à l'avance  $n$ ,  $dn$  et  $A$ , puis, à l'aide  
des équations, calculer successivement  $r$ ,  $r'$ ,  $e$  et  $i$ , ce qui correspond à  
l'énoncé suivant :

Étant donné, d'une part, un prisme composé et, d'autre part, un  
prisme simple formé d'une autre substance quelconque et taillée  
sous un angle quelconque, on peut toujours l'incliner sur le faisceau  
d'une façon telle que le pouvoir dispersif soit le même dans les deux  
cas.

Ce sont ces propriétés relatives à l'équivalence qui nous ont per-  
mis de simplifier les problèmes traités plus haut ; cette équivalence  
peut être réalisée de bien des façons, puisqu'il reste des quantités  
arbitraires que l'on achèverait de déterminer si l'on s'imposait des  
conditions nouvelles, telles que des relations entre la déviation, entre  
les pouvoirs amplifiants, etc.

(A suivre.)



## LA DILATATION ET L'ÉTAT PHYSIQUE DE L'EAU (1) ;

Par M. JACQUES DUCLAUX.

On sait qu'il est difficile de trouver une formule simple qui représente exactement la dilatation de l'eau dans un grand intervalle de température. En particulier les formules paraboliques ordinaires :

$$V = a + bt + ct^2 + \dots$$

qui sont les plus commodes pour les calculs, ne conviennent pas, à moins que le nombre des termes ne soit très grand : auquel cas ces calculs deviennent très pénibles. Avec quatre termes, par exemple, ces formules sont valables dans un intervalle de 30° au plus, et cet intervalle se réduit encore au voisinage du maximum de densité. On a de meilleurs résultats avec la formule de Mendéléeff :

$$V = 1 + \frac{(t - 4)^2}{A(B + t)(C - t)},$$

qui donne, entre 0° et 100°, des nombres s'écartant peu des nombres expérimentaux : cette formule est cependant insuffisante. Elle a été reprise, sous une forme un peu différente, par Thiesen, Scheel et Diesselhorst, qui écrivent

$$1 - d = \frac{(t - 3,982)^2}{466\,700} \frac{t + 273\,350 - t}{t + 67\,365 - t},$$

$d$  désignant la densité. Cette dernière formule est très exacte, mais elle a l'inconvénient de donner la densité et non le volume spécifique, qui intervient dans la plupart des calculs. Il est évidemment facile de l'en déduire pour chaque température ; mais l'expression algébrique à laquelle on arrive est trop compliquée pour qu'on puisse l'utiliser ; et l'inconvénient devient encore plus grand si on cherche à représenter algébriquement la dérivée du volume (c'est-à-dire le coefficient de dilatation), car cette dérivée se présente sous la forme d'une fraction rationnelle tellement complexe qu'il est pratiquement impossible de s'en servir.

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 18 novembre 1910.

Les recherches théoriques sur les propriétés de l'eau (notamment son état de polymérisation) devant être grandement facilitées par la connaissance d'une formule simple et exacte, j'ai cherché à en déterminer une. J'ai été amené par des considérations théoriques à penser que des formules contenant des exponentielles (sous une forme que la théorie ne permet pas de préciser) pourraient probablement convenir. Après un grand nombre d'essais, j'ai reconnu que la meilleure forme à donner à ces fonctions est :

$$V = a + bt + ct^2 + \dots + k \cdot 10^{\frac{n}{T}}$$

$t$  étant la température centigrade et  $T$  la température absolue. (On peut évidemment exprimer le volume en fonction de cette dernière seulement, mais l'introduction de la température ordinaire facilite les calculs.) La signification théorique de cette formule est la suivante :

L'eau est, à la température ordinaire, d'après Röntgen, une *solution de glace*, c'est-à-dire qu'elle contient des molécules polymérisées qui sont probablement identiques à celles qui forment la glace solide. Ces molécules sont d'autant plus abondantes que la température est plus basse ; elles sont plus légères que l'eau, c'est-à-dire que leur formation augmente le volume du liquide. La dilatation de l'eau au-dessous de 4° est due à ce que cette augmentation de volume par polymérisation dépasse la diminution de volume, par contraction thermique, des molécules non polymérisées. Dans la formule écrite plus haut, les termes :

$$a + bt + ct^2 + \dots$$

représentent la dilatation thermique du liquide qui serait formé exclusivement de molécules non polymérisées (si ce liquide pouvait exister). Le terme complémentaire :

$$k \cdot 10^{\frac{n}{T}}$$

représente, à chaque température, l'augmentation du volume due à la polymérisation. Ce terme est donc à peu près proportionnel au nombre de molécules de glace existant dans l'eau ordinaire à toute température ; on voit que la signification en est très simple (1).

(1) J'ai déjà indiqué ces formules, sous une autre forme (Société de Physique, 18 novembre 1910). Par suite d'une grave erreur de calcul, la conclusion de cette note préliminaire [d'après laquelle la molécule de glace serait  $(H^2O)^3$ ] est fautive. La polymérisation est en réalité plus grande.

Des formules de ce genre peuvent représenter exactement la dilatation de l'eau dans un grand intervalle de température, même si l'on ne prend qu'un petit nombre de termes : en particulier l'expression

$$V = a + bt + ct^2 + k \cdot 10^{\frac{1153}{T}}$$

donne de très bons résultats, quoiqu'elle ne renferme que quatre constantes. (En effet, il existe entre  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $k$  une relation exprimant que, par définition, le volume est égal à 1 à la température du maximum de densité.) Les valeurs à donner à ces constantes varient un peu, suivant que l'on veut représenter les résultats de tel ou tel expérimentateur.

1. Des tables de la dilatation de l'eau entre 0° et 100° ont été données par Thiesen, Scheel et Diesselhorst, et peuvent être prolongées, au-dessous et au-dessus de ces limites, par les nombres d'autres expérimentateurs (1). Pour représenter ces nombres, les valeurs à donner aux constantes sont :

$$\begin{aligned} a &= 0,9918333; & 10^6c &= 2,84475; \\ 10^4b &= 2,25208; & 10^6k &= 0,53977. \end{aligned}$$

La comparaison des nombres calculés avec les nombres observés (qui sont, en réalité, calculés par une formule d'interpolation) donne les résultats suivants :

$t$	V calc.	$10^6(C - 0)$	$t$	V calc.	$10^6(C - 0)$
-10	1,0018391	-20,9	50	1,012072	+ 2
0	1322	- 0,2	60	17048	- 2
+ 5	83	+ 0,1	70	22697	- 3
10	2729	- 0,1	80	28790	0
15	8744	0	90	35905	+ 5
20	17730	+ 0,2	100	43428	- 2
25	29379	+ 0,1	110	51548	+ 50
30	43449	- 0,7	120	60260	+160
35	59753	- 2,4	130	69557	+260
40	78140	- 4,0 <sup>2)</sup>	140	79436	+ 36
			150	89893	-307

maximum de densité ( $V = 1$ ) à 3°,9811.

<sup>1</sup> LANDOLT et BÖRNSTEIN, *Tables physico-chimiques*.

<sup>2</sup> Pour cette température, les diverses formules d'interpolation employées par Thiesen, Scheel et Diesselhorst donnent des résultats variant entre 1,0078194 et 1,0078170. J'ai pris le nombre moyen 1,007818.

Dans ce premier tableau, les écarts sont partout (sauf peut-être au-dessus de 110°) inférieurs aux erreurs expérimentales.

2. La dilatation de l'eau à tous les degrés entre 0° et 40°, et la dilatation globale de 0° à 100°, ont été déterminées dans trois séries d'expériences par M. Chappuis<sup>(1)</sup>. Les résultats sont un peu différents des précédents : pour les représenter, il faut donner aux constantes les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} a &= 0,9918337; & 10^6c &= 2,84405; \\ 10^6b &= 2,25108; & 10^6k &= 0,53977. \end{aligned}$$

Le calcul donne les différences suivantes :

$t$	V calc.	$10^6(C - 0)$	$t$	V calc.	$10^6(C - 0)$
0	1,0001326	+ 0,7	25	1,0029353	+ 3,8
5	82	+ 0,1	30	43417	+ 1,0
10	2723	+ 0,4	35	59714	- 2,8
15	8732	- 0,9	40	78093	- 1,1
20	17741	+ 2,1	100	434100	- 0,6

maximum de densité ( $V = 1$ ) à 3°,9878.

La concordance ici est un peu moins bonne. Mais il faut remarquer que les nombres de M. Chappuis sont calculés au moyen de trois formules d'interpolation (0 — 10 ; 10 — 13 ; 13 — 41) représentant trois courbes qui se coupent, à 10° et à 13°, sous un certain angle. Il est, par suite, impossible de les placer tous sur une courbe unique. D'ailleurs, les trois séries d'expériences de M. Chappuis présentent entre elles des différences qui, exprimées en millièmes, atteignent en moyenne 1 de 0° à 10°, 3 vers 30° et 4 de 30° à 40° ; de telle sorte qu'ici encore l'emploi de la formule n'introduit pas d'erreur supérieure aux erreurs expérimentales.

Si, pour finir, nous prenons la moyenne des nombres de Thiesen et de ceux de M. Chappuis, nous verrons que la dilatation de l'eau, entre — 10° et + 110°, est représentée d'une façon parfaite par l'expression :

$$V = 0,9918335 + 0,00022516t + 0,0000028444t^2 + 5,3977 \cdot 10^{-7} \frac{1143}{T}^{-7}$$

Le coefficient de dilatation  $\alpha$  est donné par

$$10^6\alpha = 225,16 + 5,6888t - \frac{1\,420,5962}{T^2} + 10 \frac{1143}{T}$$

(1) Travaux du Bureau des Poids et Mesures, t. XIII (1907).

Ces deux dernières formules ont servi à calculer la table suivante :

$t$	$v$	$10^6\alpha$	$t$	$v$	$10^6\alpha$
-10	1,0018397	-287,31	35	1,0059734	347,28
- 5	7131	-167,30	40	7812	387,7
0	1324	- 67,90	50	12068	462,5
+ 5	82	+ 15,98	60	17044	531,8
10	2726	88,06	70	22693	597,4
15	8738	151,11	80	28984	660,5
20	17721	207,18	90	35898	722,0
25	29367	257,83	100	43419	782,2
30	43434	304,23			

J'ajouterai en terminant que les raisons théoriques (polymérisation) qui m'ont fait penser à une formule de ce type sont les mêmes pour tous les liquides à molécules associées (alcools, acides organiques, etc..., et probablement mercure à basses températures). Il est donc probable que c'est par des expressions analogues que l'on pourrait le mieux représenter la dilatation de ces liquides. Mais les données expérimentales (sauf peut-être pour le mercure) ne sont pas assez précises pour justifier l'abandon des formules paraboliques.

Enfin, malgré la concordance remarquable de la formule que j'ai donnée — formule prévue théoriquement — avec l'expérience, il y a des raisons de croire que le terme exponentiel ne représente en réalité qu'assez grossièrement les variations de la quantité de molécules polymérisées. J'aurai bientôt l'occasion d'examiner plus complètement cette question.

---

**ROTATION SPONTANÉE ET ROTATION DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE DE L'ARC A MERCURE. — OBSERVATION DU PHÉNOMÈNE DE DOPPLER <sup>(1)</sup> ;**

Par M. A. DUFOUR.

*Rotation spontanée de l'arc.* — On a utilisé un arc à mercure jailissant sous une faible pression entre deux électrodes concentriques en mercure, séparées l'une de l'autre par un tube de quartz cylindrique

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 6 janvier 1911.

vertical d'un diamètre d'environ 4 centimètre. L'intensité du courant est d'une dizaine d'ampères ; le mercure central étant relié au pôle négatif de la source, le fonctionnement de l'arc est très stable et très régulier, même aux basses pressions. La lumière utilisée est, dans tous les cas, émise dans une direction peu inclinée sur l'horizontale.

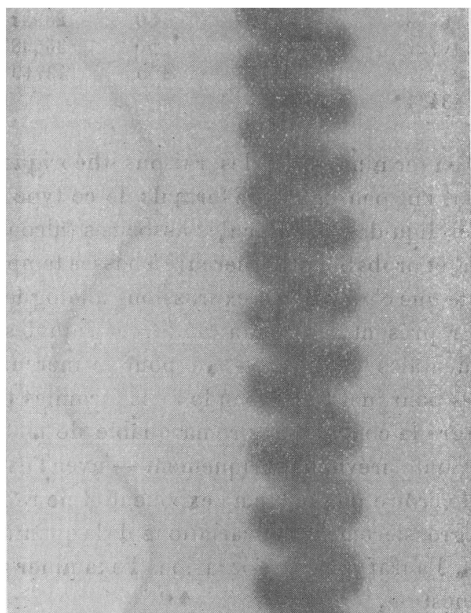


FIG. 1.

Quand la pression est de l'ordre du dixième de millimètre de mercure dans l'ampoule scellée, l'arc apparaît d'abord sous la forme d'une lueur peu éclatante, entourant un espace obscur et qui remplit presque complètement l'ampoule. Au bout de quelques minutes de fonctionnement, la pression s'est élevée dans l'arc par suite de l'échauffement du mercure, et la partie lumineuse se trouve surtout à l'intérieur du tube central ; à sa partie supérieure, elle a la forme d'une calotte de révolution qui recouvre l'orifice du tube de quartz.

En l'observant dans un miroir tournant autour d'un axe horizontal, on constate que cette calotte lumineuse est due à une rotation rapide de l'arc, rotation qui dépend de l'intensité du courant, et qui

s'effectue autour de l'axe de révolution de l'appareil, le long du bord supérieur du tube central.

On constate parfois un changement brusque du sens de la rotation, sans cause apparente. La photographie 4, qui correspond à la vitesse maxima observée (1.670 tours par seconde), donne un exemple de changement brusque du sens de la rotation.

On peut mettre en évidence le mouvement tournant de la vapeur de mercure, mais sans pouvoir alors mesurer sa vitesse, en plaçant au bord du tube de quartz, et excentré par rapport à celui-ci, un petit moulinet à ailettes, mobile autour d'un axe vertical. Aussitôt que l'arc est allumé, ce moulinet se met à tourner assez rapidement tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre.

**ACTION D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE.** — 1° *Variation de l'intensité et de l'éclat de l'arc.* — L'arc à mercure pouvait être placé dans un champ magnétique vertical, produit par un électro-aimant dont l'entrefer pouvait atteindre 12 centimètres.

Quand la pression dans l'ampoule est de l'ordre du  $\frac{1}{30}$  de millimètre de mercure, la création du champ magnétique fait apparaître un faisceau éclatant de rayons magnéto-cathodiques.

Si la pression est plus élevée, l'intensité et l'éclat de l'arc sont augmentés par l'existence du champ magnétique. La dépense d'énergie électrique dans l'arc croît beaucoup moins vite.

2° *Rotation de l'arc dans le champ magnétique.* — *Phénomène de Doppler.* — Quand la pression dans l'arc n'est pas trop basse, de l'ordre du millimètre de mercure, par exemple, l'arc qui contourne le bord supérieur du tube de quartz acquiert un vif mouvement de rotation dans le champ magnétique vertical ; on entend alors, le plus souvent, un son aigu peu intense dont la hauteur est en relation avec la vitesse de cette rotation. Pour mettre en évidence la rotation de l'arc, on peut utiliser encore le moulinet déjà employé, à condition de le constituer avec des matériaux non magnétiques. On constate ainsi que le sens de la rotation de l'arc est bien conforme à celui que permet de prévoir la règle classique ; si l'on change le sens du champ, la rotation change aussi de sens.

La mesure directe de la vitesse de rotation de l'arc, faite au miroir tournant, a montré que cette vitesse peut atteindre 17 000 tours par seconde dans un champ de 3 000 unités.

Cette vitesse de rotation correspond à une vitesse linéaire de

650 mètres par seconde (celle d'une balle de fusil) pour l'arc au bord du tube de quartz. Si les particules lumineuses avaient cette même vitesse, il y aurait donc là un procédé intéressant pour obtenir le phénomène de Doppler. Il était donc indiqué d'observer au spectroscopie et de comparer entre elles les radiations émises par les différentes régions de l'arc.

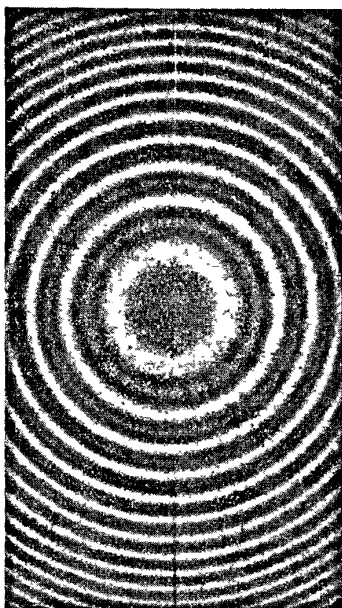


FIG. 2.

On a utilisé un étalon Pérot et Fabry, à lames semi-argentées, avec cales en invar d'épaisseur 1 centimètre ; on l'éclaire avec la lumière provenant d'une région donnée de l'arc, en plaçant les cuves convenables, destinées à ne laisser passer que la raie qu'on veut étudier ; une lunette pointée sur l'infini permet d'observer les anneaux. Toute variation de la longueur d'onde de la source éclairante se traduit, comme on sait, par une variation en sens inverse du diamètre de chaque anneau.

A cause de la valeur élevée du champ magnétique où se trouve l'arc le phénomène de Zeeman va s'ajouter à celui que l'on recherche. Pour simplifier les apparences, un nicol convenablement orienté ne



laisse passer que les vibrations parallèles aux lignes de force ou inversement celles qui sont perpendiculaires au champ.

On a pu constater visuellement le phénomène de Doppler à l'aide d'un dispositif optique convenable en observant sur les demi-anneaux émis respectivement par les bords de l'arc, dans le champ magnétique, des apparences analogues à celles rencontrées dans l'expérience classique du balancement des raies.

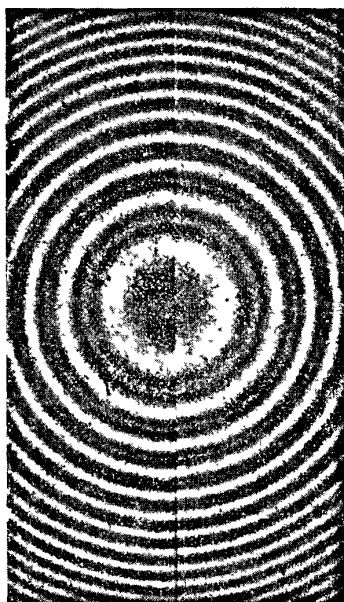


FIG. 3.

Les photographies 2 et 3 données ici et qui sont relatives aux composantes de la raie violette, vibrant parallèlement au champ, ont été obtenues par un procédé différent qui permet d'avoir une ligne de démarcation très fine entre les deux plages à comparer. Sur la même plaque, placée au foyer de la lunette d'observation, en utilisant deux volets disposés tout près du cliché sans le toucher, et en croisant les poses pour corriger les erreurs possibles de déplacement, on enregistre les demi-anneaux émis par une région donnée de l'arc, ceux de gauche correspondant à un sens du champ, ceux de droite à l'autre sens. La photographie 2 donne le résultat obtenu

quand on utilise la lumière émise par le milieu de l'arc : les diamètres sont les mêmes pour les deux régions. La photographie 3, obtenue en prenant comme source un bord de l'arc, montre que les demi-anneaux n'ont plus le même diamètre : ils sont plus petits du côté correspondant au sens du champ pour lequel l'arc s'éloigne de l'observateur.

Les mesures ont été faites à la machine à diviser sur les photographies des anneaux entiers de cette même raie violette fournis par chaque bord de l'arc pour les deux sens du champ. La variation de diamètre des anneaux est nettement inférieure à celle qui correspondrait à la vitesse de rotation mesurée au miroir tournant. On peut s'en rendre compte sur la photographie 3 : la différence des ordres d'interférence des deux régions de cette photographie est de  $\frac{1}{16}$  environ, l'ordre au centre étant de 46 000. De plus, la variation de diamètre d'un anneau est plus grande quand l'arc s'éloigne de l'observateur que lorsqu'il s'en approche ; le rapport de ces deux variations est d'environ 2,5. On n'a pas constaté d'erreurs systématiques dans les mesures.

*En résumé*, les résultats expérimentaux sont les suivants :

1° Sous l'influence du champ magnétique vertical, l'arc à mercure tourne dans le sens prévu par les lois de l'électromagnétisme, avec une vitesse croissante avec le champ, de l'ordre de 17 000 tours par seconde dans un champ de 3 000 unités, comme le montre un miroir tournant ;

2° On peut constater le phénomène de Doppler sur les radiations émises par les bords de l'arc ; la variation de longueur d'onde est qualitativement d'accord avec le sens de la rotation ; elle ne paraît pas changer sensiblement quand le champ passe de 2 000 à 3 000 unités ; elle est plusieurs fois inférieure à celle que la vitesse de rotation mesurée directement permettrait de prévoir ; enfin la variation de longueur d'onde mesurée est d'environ deux fois plus grande quand l'arc s'éloigne de l'observateur que lorsqu'il s'en approche.

On peut interpréter les résultats précédents de la manière suivante : la trajectoire lumineuse du courant (lieu des points qui à chaque instant envoient de la lumière) tourne à la vitesse considérable observée au miroir tournant ; en créant sur son passage la luminosité de la vapeur, le courant entraîne avec lui les particules lumineuses dans le sens de son mouvement, avec une vitesse plus faible que celle qu'il a lui-même ; enfin la vapeur de mercure parti-

cipe au mouvement de rotation précédent, mais avec une vitesse très inférieure à celle des particules lumineuses. La lumière émise traverse cette vapeur de mercure qui forme, au voisinage de l'orifice du tube de quartz central, une calotte de révolution se trouvant dans des conditions voisines de celles de la vapeur lumineuse. Du côté où l'arc s'approche de l'observateur, et par suite de la rotation des particules lumineuses, la longueur optique du trajet parcouru par la lumière diminue, tandis que du côté opposé c'est l'inverse, il en résulte donc un phénomène de Doppler complexe résultant à la fois du déplacement de la source par rapport à l'observateur et de la variation de la longueur optique du chemin de la lumière dans les milieux traversés. Le calcul correct de cet effet Doppler a été donné par W. Michelson (<sup>1</sup>), dans un mémoire peu connu que m'a signalé M. Cotton.

Mais ces considérations ne rendent pas compte de la dissymétrie du phénomène, suivant que la source s'approche ou s'éloigne de l'observateur. Pour l'expliquer, je fais intervenir la dispersion anormale de la vapeur au voisinage d'une de ses raies, en tenant compte de la différence des vitesses des particules lumineuses et de la vapeur absorbante.

Soit une source lumineuse placée dans un milieu sensiblement immobile, d'indice  $n'$  pour la fréquence de la radiation utilisée dans le milieu considéré et animée d'une vitesse  $\tau$  parallèle au rayon lumineux reçu par l'observateur supposé fixe. Si  $\lambda$  est la longueur d'onde de cette radiation quand la source est immobile, la variation apparente de longueur d'onde pour l'observateur quand la source est animée de la vitesse  $v$ , est donnée par la relation :

$$d\lambda = \pm \lambda n' \frac{v}{V},$$

où  $V$  est la vitesse de la lumière dans le vide ; on prendra le signe + si la source s'éloigne de l'observateur, le signe - si elle s'en approche. Comme ici le milieu traversé est très peu différent de celui qui émet la radiation  $\lambda$ , il faut tenir compte de la courbe de dispersion anormale de cette vapeur ; on sait que l'indice varie très rapidement quand on franchit une bande d'absorption. L'indice de la vapeur a une valeur faible  $n$  du côté des petites longueurs d'onde ; d'où résulte pour le phénomène de Doppler correspondant, du côté

<sup>1</sup> W. MICHELSON, *Astrophysical Journal*, t. XIII (1901), p. 192.

où l'arc s'approche de l'observateur, la variation de longueur d'onde :

$$\delta\lambda = - \lambda n \frac{v}{V}.$$

Au contraire, du côté où l'arc s'éloigne, c'est l'autre valeur  $N$  ( $N > n$ ) de l'indice qu'il faut faire intervenir, et la variation de longueur d'onde est alors :

$$\Delta\lambda = + \lambda N \frac{v}{V}.$$

Le rapport des variations de longueurs d'onde pour les deux sens du mouvement est donc égal au rapport des indices. Les résultats numériques obtenus plus haut conduisent à une valeur voisine de 2 pour ce rapport. C'est là un ordre de grandeur auquel on pouvait s'attendre, bien que les véritables valeurs de  $n$  et  $N$  nous soient encore inconnues.

Quoi qu'il en soit, le résultat le plus intéressant du présent travail est l'introduction de la considération de la dispersion anormale dans la théorie du phénomène de Doppler. J'ai déjà signalé ce résultat il y a quelque temps<sup>(1)</sup>; depuis, on l'a utilisé<sup>(2)</sup>, en l'appliquant, en particulier, aux problèmes que soulève l'étude de l'atmosphère solaire<sup>(3)</sup>.

(1) DUFOUR, *Comptes Rendus*, t. CLI (1910), p. 190.

(2) A. COTTON, Congrès international des recherches solaires de 1910. — *Le Radium*, t. VIII (1911), p. 9. — Voir aussi DESLANDRES, *Comptes Rendus*, t. CLII (1911), p. 233.

(3) *Observations de M. A. Cotton*. — La dispersion anormale ne se manifeste pas avec une égale netteté au voisinage de toutes les raies d'un même corps. C'est ainsi que Ladenburg et Loria (*Berichte d. deutsch. phys., Gesell.* t. X, 1908, p. 858) ont mis hors de doute son existence au voisinage de la raie rouge de l'hydrogène, mais n'ont pas réussi à la constater (en opérant dans les mêmes conditions) près de la raie bleue. On pourra donc rechercher, si certaines particularités constatées en étudiant le soleil et les astres entourés d'une atmosphère, s'expliquent par de tels faits.

Il semble difficile de constater directement les anomalies de la dispersion lorsqu'elles sont concentrées dans un intervalle spectral aussi étroit que celui envisagé par M. Dufour. Mais cette difficulté pourra peut-être être levée et l'on verra alors si effectivement les indices de la vapeur de mercure lumineuse s'écartent sensiblement de l'unité au voisinage des raies du spectre visible du mercure. On utiliserait par exemple le procédé très ingénieux indiqué par Wood pour changer légèrement, d'une façon variable à volonté, la longueur d'onde des radiations sensiblement monochromatiques envoyées par une source, et qui consiste à disposer convenablement la source dans un champ magnétique, en n'utilisant qu'une composante de la raie modifiée par le phénomène de Zeeman.

SUR LES PROPRIÉTÉS SINGULIÈRES DE CERTAINS ALLIAGES TERNAIRES  
DE CUIVRE ;

PAR M. ALEXANDRE-D. ROSS.

Les résultats des recherches que j'ai poursuivies à l'Institut physique de l'Université de Glasgow sur les propriétés magnétiques des alliages « cuivre-manganèse-aluminium »<sup>(1)</sup>, m'ont conduit à entreprendre, avec la collaboration de M<sup>r</sup> R. C. Gray, des recherches analogues sur divers types du système ternaire « cuivre-manganèse-étain ».

Les résultats détaillés de ces recherches seront publiés ultérieurement ; on se propose de résumer ici brièvement les faits les plus intéressants qui ont été élucidés.

Les essais étaient effectués par la méthode magnétométrique, et l'on se servait à cet effet d'un magnétomètre « Gray-Ross ». Les alliages ont été examinés, soit à l'état de fonte brute, soit après les avoir recuits et trempés à différentes températures. Les échantillons ont d'ailleurs été étudiés à toutes les températures, depuis la température de l'air liquide (— 190° C.) jusqu'à celle du point de transformation (230° C. environ).

Pour les essais effectués à des températures supérieures à la température ordinaire, les échantillons étaient enfermés dans un fourneau électrique<sup>(2)</sup> de forme spéciale muni d'une bobine magnétisante et disposé de façon à protéger de l'oxydation les substances étudiées.

L'objet des recherches consistait :

1° A déterminer les qualités magnétiques des alliages et leur modifications sous l'action de la chaleur :

2° A trouver le mode le plus simple et le plus efficace d'application d'un traitement calorifique capable de donner aux alliages un équilibre stable avec perméabilité élevée et faible perte par hystérésis ;

3° A rassembler tous les faits intéressant l'origine de leurs propriétés magnétiques.

---

1) *Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, vol. XXVII, p. 88, 1907, et vol. XXIX, p. 274, 1909 ; — *Proc. Roy. Phil. Soc. Glasgow*, vol. XL, p. 94, 1909 ; — *Zeitschr. f. anorg. Chem.*, vol. LXIII, p. 349, 1909.

2) J.-G. GRAY et A.-D. ROSS, *Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, vol. XXIX, p. 182, 1909 ; — *Phil. Mag.*, vol. XVIII, p. 148, 1909.

3) J.-G. GRAY et A.-D. ROSS, *Proc. Roy. Phil. Soc. Glasgow*, vol. XLI, p. 84, 1910.

*J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I. (Février 1911.)

Comme on n'avait pas l'intention de faire une étude spéciale des modifications des qualités magnétiques des alliages selon leur composition, il n'y avait pas besoin de s'adresser à un grand nombre d'alliages différents, et l'on pouvait se permettre une certaine latitude pour fixer leur composition.

Pour faciliter la préparation des alliages, on décida de faire d'abord un alliage à 30 0/0 de manganèse-cuivre [alliage choisi comme étant le plus fusible <sup>(1)</sup> et le plus facile à manipuler des alliages binaires] et de partir de cet alliage binaire pour former des alliages ternaires en lui ajoutant des proportions variables d'étain. Certaines précautions étaient prises pour se mettre à l'abri de l'absorption d'oxygène ou de carbone par l'alliage manganésifère et, à cet effet, le métal en fusion dans le creuset était toujours maintenu sous une couche de chlorure de baryum fondu.

La composition en poids des alliages soumis aux essais était déterminée par une analyse chimique ; cette composition est donnée dans le tableau suivant (I) pour les différents alliages :

TABLEAU I. — *Composition des alliages.*

Alliage	Composition 0/0		
	Cuivre	Manganèse	Étain
A	60,2	25,1	14,1
B	58,8	24,5	16,1
C	57,6	23,9	18,0
D	49,2	20,4	29,8
E	43,4	18,1	33,0
F	36,4	15,0	48,1

Des échantillons de chacun de ces alliages, pris à l'état de fonte brute et façonnés en forme de tiges cylindriques de 20 centimètres de longueur et de 1 centimètre de diamètre, ayant été soumis à l'épreuve magnétométrique, ont donné les intensités d'aimantation qui figurent au tableau II.

(<sup>1</sup>) S. SCHEMTSCHUSCHNY, G. URASOW et A. RYKOWSKY, *Journ. Russ. Phys. Chem. Soc.*, vol. XXXVIII, p. 1050. 1906; — *Zeitschr f. anorg. Chem.*, vol. LVII, p. 253, 1908.

TABLEAU II. — *Intensité d'aimantation des alliages bruts.*

Alliage	Champ appliqué en unités C. G. S.			
	20	50	100	300
A	17	35	54	78
B	20	43	61	88
C	21	45	56	88
D	—	—	0,4	1
E	21	53	95	208
F	—	0,4	1	2,8

On trouve que la qualité des alliages pouvait être améliorée par le recuit, l'amélioration étant surtout marquée pour les alliages B et C. Le recuit paraît avoir un double effet. En premier lieu, il supprime les tensions moléculaires produites dans la masse lors de la coulée. En second lieu il amène un changement de structure du métal et entraîne des modifications importantes, tant au point de vue qualitatif que quantitatif, dans les propriétés de l'alliage.

Ces deux effets peuvent être presque entièrement séparés l'un de l'autre.

Si les alliages sont portés à une température de 180° C. environ, puis qu'on les laisse revenir lentement à la température du laboratoire, on fait disparaître les tensions moléculaires internes. Ces alliages, qui peuvent être regardés comme dans un état *normal*, donnent des courbes primitives d'aimantation qui présentent exactement la même forme que celles que l'on obtient avant le traitement, mais dans lesquelles chaque ordonnée aurait augmenté de longueur.

Le taux de la variation de la perméabilité avec la température est le même pour les alliages pris à l'état brut ou ramenés à l'état *normal*, la force coercitive est peu altérée, et il ne paraît pas que le recuit ait amené un changement intime de constitution. Le tableau III donne les intensités d'aimantation induite pour les alliages ramenés à l'état *normal*.

TABLEAU III. — *Intensités d'aimantation pour les alliages ramenés à l'état normal.*

Alliage	Champ appliqué en unités C. G. S.			
	20	50	100	300
A	18	36	55	80
B	28	55	77	105
C	24	52	82	129
D	—	—	0,5	1,2
E	22	54	96	209
F	—	0,5	1,0	3,0

Un fait remarquable mis en lumière par les essais est la division des alliages « cuivre-manganèse-étain » en deux groupes magnétiques; les alliages A, B, C appartenant à l'un des groupes, et l'alliage E au second. Starck et Haupt <sup>(1)</sup> ont fourni quelques données relatives à quatre alliages de ce système ternaire. Les alliages qu'ils examinaient avaient été obtenus par l'addition de 10 à 25 0/0 d'étain à l'alliage à 30 0/0 de manganèse-cuivre. Ils trouvèrent qu'en accroissant la proportion d'étain jusqu'à 18 0/0 environ, la perméabilité de l'alliage atteignait un maximum, pour diminuer ensuite rapidement par un accroissement ultérieur de la proportion d'étain. La série ne fut malheureusement pas poussée assez loin pour faire ressortir le groupe suivant d'alliages fortement magnétiques dans le voisinage de la teneur d'étain 38 0/0.

Il est intéressant de noter le parfait accord qui existe entre les résultats qui ont été donnés ci-dessus pour les alliages A et C et ceux qui ont été fournis par Haupt pour deux alliages de composition presque identique. C'est ce que montre le tableau IV.

TABLEAU IV. — Comparaison des résultats obtenus par Ross et par Haupt.

Alliage	Teneur approximative en étain	Intensité d'aimantation		Observateur
		H = 20	H = 100	
A	14	18	53	Ross
10	14	16	57	Haupt
C	18	24	82	Ross
13	18	—	83	Haupt

Quand les alliages *normaux* sont soumis à un recuit d'une durée de cinq à sept heures à une température de 180° à 200° C., la susceptibilité augmente. L'application du procédé n'amène pas toutefois une augmentation de l'intensité d'aimantation à saturation de plus de 3 0/0. Comme il en résulte d'autre part un décroissement de 10 à 15 0/0 de la perte par hystérésis, la modification se traduit en fin de compte par une détérioration de la qualité. Un recuit ou un chauffage prolongés exercent toujours un effet fâcheux.

Des essais ont été faits sur les alliages A, B, C et E, amenés à l'état *normal*, en les portant à différentes températures depuis — 190° C. jusqu'au point critique.

Le tableau V indique la nature générale des résultats obtenus.

(1) W. STARCK et E. HAUPT, *Schriften Naturf. ges. Marburg*, vol. XIII, p. 267; 1904.



TABLEAU V. — Propriétés magnétiques des alliages à différentes températures.

Alliage	Température de l'essai	Intensité d'aimantation		
		H = 20	H = 100	H = 300
A	— 190°	21	67	108
	15°	18	55	80
	125°	11	37	50
	230°	2	4	5
B	— 190°	30	96	144
	15°	28	77	105
	125°	20	48	61
	230°	2	10	13
C	— 190°	27	102	195
	15°	24	82	129
	125°	12	35	54
	230°	2	5	11
D	— 190°	22	96	209
	15°	22	96	209
	125°	21	88	184
	230°	0	0	0

On voit que ces alliages partagent avec ceux du système « cuivre-manganèse-aluminium » la particularité d'avoir une susceptibilité plus grande à — 190° C. qu'à la température ordinaire, bien que l'amélioration de qualité obtenue par refroidissement dans l'air liquide ne soit pas aussi marquée dans le cas présent. Cette manière de se comporter est intéressante, car le fer, le nickel, le cobalt, ainsi que les différentes sortes d'aciers se montrent — du moins pour des champs faibles — plus magnétiques à 15° C. qu'à — 190° C.

Les valeurs des températures *critiques* des quatre alliages A, B, C et E furent trouvées respectivement égales à 275°, 270°, 255° et 225° C.

Si les alliages sont ramenés à la température du laboratoire après avoir été portés à la température de transformation, et que ce retour ne soit pas trop lent, les échantillons donnent des courbes d'aimantation presque identiques pendant les stages d'échauffement et de refroidissement. Un effet remarquable a été noté avec l'alliage E : lorsque cet alliage est chauffé au-dessus de 225° C., il cesse d'être magnétique, et, si la température est portée au-dessus de 330° C., les propriétés magnétiques ne sont pas recouvrées par le refroidissement lent. Que l'on vienne à tremper cet alliage non magnétique à la température de 400° C., et il redevient magnétique de nouveau ;

toutefois la susceptibilité est beaucoup plus faible que dans l'état initial.

. La trempe des alliages à différentes températures donne lieu à des effets assez complexes ; mais, de même que dans le cas des bronzes de *manganèse-aluminium*, elle réduit toujours la susceptibilité des alliages *normaux* (1). Le recuit leur rend en partie leurs qualités magnétiques. Ces bronzes ternaires à l'étain ne montrent pas, par la trempe, une diminution aussi marquée de la force coercitive que les alliages *manganèse-aluminium*. Le tableau VI donne la valeur des forces coercitives de ces alliages pris dans l'état normal et après trempe, comparativement aux forces coercitives d'autres substances magnétiques diverses.

TABLEAU VI. — *Comparaison des forces coercitives.*

Matière	Force coercitive en unités C. G. S.
Fer doux.....	1,7
Nickel.....	8
Cobalt.....	12
Acier au tungstène (recuit).....	12
Acier au tungstène (trempé).....	50
Alliage Cu + Mn + Al (2).....	1,3
Alliage Cu + Mn + Al (trempé à 550°)..	< 0,3
Alliage Cu + Mn + Sn (E).....	9
Alliage Cu + Mn + Sn (trempé à 400°).	6

J'ai autrefois émis l'idée que les propriétés magnétiques des alliages *cuivre manganèse-aluminium* sont dues à l'existence de solutions solides, dont le composé binaire  $\text{Cu}^3\text{Al}$  serait l'un des constituants(2). De récentes recherches de Rosenhain et Lantsberry(3) apportent un appui à cette hypothèse. Il ne paraît pas improbable que le composé  $\text{Cu}^3\text{Al}$  forme toute une série de solutions solides avec  $\text{Mn}^3\text{Al}$ , et l'examen métallographique des alliages ternaires est maintenant entrepris par l'auteur pour résoudre la question.

Si l'existence de telles solutions était établie, cela suffirait à expliquer comment les bronzes « *manganèse-étain* » forment deux

(1) A.-D. ROSS, *Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, vol. XXVII, p. 88, 1907.

(2) Alliage contenant 75,5 0/0 de cuivre, 16 0/0 de manganèse, 8 0/0 d'aluminium.

(3) A.-D. ROSS et R.-C. GRAY, *Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, vol. XXIX, p. 274; 1909.

(4) W. ROSENHAIN et F. LANTSBERRY, *Ninth Report to the Alloys Research Committee* (*Proc. Inst. Mech. Engrs*, 1910).

groupes magnétiques, tandis que les bronzes *manganèse-aluminium* en forment un seulement ; nous avons en effet les composés magnétiques  $Mn^iSn$  et  $Mn^2Sn$  (1), tandis que nous avons seulement un composé magnétique  $Mn^3Al$  (2), dans l'autre système binaire. Des recherches ultérieures du même genre sont en cours avec des bronzes ternaires contenant de l'antimoine et du bismuth, ainsi que l'examen métallographique de plusieurs de ces alliages magnétiques.

---

### SUR LES PILES DE GRAVITATION ;

Par M. FÉLIX MICHAUD.

Deux électrodes identiques plongées au même niveau dans une cuve électrolytique ne présentent entre elles, par raison de symétrie, aucune différence de potentiel électrique. Le fait seul de les placer à des niveaux différents suffit à provoquer l'apparition d'une force électromotrice. On obtient ainsi une pile de gravitation.

Le premier qui ait eu l'idée d'une semblable pile est Maxwell (3). La question fut étudiée expérimentalement après lui principalement par Gore (4), des Condres (5) et R. Ramsey (6) ; enfin récemment M. Paul Bary a publié sur ce sujet un article dans le présent journal (7).

Reprenons l'étude thermodynamique du phénomène en question et discutons les expériences des physiciens précédemment cités ; nous ferons ensuite l'étude d'un autre dispositif un peu différent.

Considérons un système formé d'une enceinte close, électriquement isolante, contenant une solution électrolytique et deux électrodes métalliques identiques placées à des niveaux différents. Abandonné à lui-même, un tel système prend, sous l'influence de la gravitation, un état d'équilibre caractérisé à chaque niveau par une pression hydrostatique et une pression osmotique déterminées.

---

<sup>1</sup> R.-S. WILLIAMS, *Zeitschr. f. anorg. Chem.*, vol. LV, p. 1, 1907.

<sup>2</sup> G. HENDRICKS, *Zeitsch. f. anorg. Chem.*, vol. LIX, p. 414, 1908.

<sup>3</sup> Vol. I, p. 317, 1<sup>re</sup> édit. (1876) ; vol. I, p. 441 de la traduction française de SÉLIGMANN-LUI.

<sup>4</sup> *Phil. Mag.*, vol. XXXV, p. 97.

<sup>5</sup> *Wied. Ann.*, vol. LVII, p. 232.

<sup>6</sup> *Phys. Rev.*, vol. XIII, p. 1.

<sup>7</sup> *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. IX, p. 901, 1910.

Nous allons faire décrire au système un cycle isotherme d'opérations réversibles. Nous ferons par conséquent abstraction de l'énergie dégradée par le fait du courant (chaleur de Joule) et par le fait des frottements mécaniques.

Faisons d'abord débiter à la pile une quantité d'électricité très petite  $dq$ . Si  $E$  est la force électromotrice de la pile, l'énergie électrique fournie à l'extérieur est  $Edq$ . Simultanément une quantité  $dm$  de métal s'est dissoute d'une électrode et s'est déposée sur l'autre. Faisons maintenant parcourir mécaniquement à cette même masse  $dm$  le chemin inverse. Le travail mis en jeu est, en tenant compte de la poussée hydrostatique :

$$hg \left( 1 - \frac{\mu}{\mu'} \right) dm$$

où  $h$  est la différence de niveau des électrodes,  $g$  le poids dans le vide de l'unité de masse et  $\mu$  et  $\mu'$  les masses spécifiques du métal et de la solution sous une pression égale à la valeur moyenne des pressions aux électrodes.

Je dis que le système est revenu exactement à son état initial. En effet, par suite d'un phénomène bien connu, le passage du courant, lorsque la pile débitait, a modifié la concentration au voisinage des électrodes et troublé l'équilibre osmotique initial. La pile s'est, en un mot, un peu polarisée. Mais, abandonnée à elle-même, la solution reprend, sous l'influence de la gravitation, son équilibre primitif. La force électromotrice initiale se trouve donc rétablie et la pile est prête à décrire, autant de fois qu'on le voudra, des cycles identiques au précédent. Chaque fois la même quantité  $dm$  de métal sera alternativement transportée électriquement d'une électrode à l'autre, puis mécaniquement en sens inverse.

L'application du théorème bien connu des cycles isothermes donne alors l'équation :

$$Edq = hg \left( 1 - \frac{\mu}{\mu'} \right) dm,$$

d'où :

$$E = hg \left( 1 - \frac{\mu}{\mu'} \right) \frac{dm}{dq}.$$

Dans cette équation, le quotient  $\frac{dm}{dq}$  ne dépend que de l'équivalent électrochimique du métal, il est par suite indépendant de la tempéra-

ture, mais  $\mu$  et  $\mu'$  par contre,  $\mu'$  surtout, varie avec la température; il en résulte que la force électromotrice  $E$  dépend elle-même de la température. Une chose alors peut surprendre : la force électromotrice est donnée par une formule à un seul terme, le terme correctif introduit par Gibbs et Helmholtz dans l'équation générale des piles, et qui est égal au produit de la température absolue par la dérivée de la force électromotrice par rapport à la température, n'y figure pas. Cela peut sembler paradoxal; en réalité l'explication en est simple. Dans la formule ordinaire des piles, le premier terme représente l'énergie chimique disparue par unité de quantité d'électricité débitée, il faut en retrancher l'énergie calorifique réversible cédée simultanément par la pile pour avoir la portion d'énergie chimique transformée en énergie électrique par unité de quantité d'électricité débitée, c'est-à-dire la force électromotrice de la pile.

Dans le cas d'une pile de gravitation, il n'en est plus ainsi; le terme  $hg \left(1 - \frac{\mu'}{\mu}\right) dm$  représente à lui seul l'énergie (mécanique cette fois) transformée intégralement en énergie électrique. Une pile de gravitation est donc, au point de vue énergétique, une machine qui transforme du travail mécanique en énergie électrique.

Une autre remarque importante est la suivante : la force électromotrice donnée par l'équation démontrée précédemment est celle qui correspond à l'état d'équilibre sous l'action de la pesanteur. M. Paul Bary et la plupart des physiciens qui ont étudié expérimentalement la question avant lui ont employé, pour vérifier l'équation précitée, une méthode qui consiste à retourner un tube contenant l'électrolyte et aux extrémités duquel sont fixées les électrodes. Cette méthode ne serait correcte que si on employait un tube très large pour ne pas gêner la diffusion et si on attendait, après chaque retournement, que la solution ait repris sa concentration d'équilibre.

Les expériences faites par le procédé du retournement d'un tube conduisent toutefois à cette conclusion intéressante qu'il suffit d'établir une différence de pression hydrostatique entre deux électrodes pour provoquer entre elles une différence de potentiel. C'est là un fait que l'étude thermodynamique seule ne permettait pas de prévoir. Il en résulte qu'une pile de gravitation n'est pas une pile de concentration, comme on serait tenté de le supposer, mais que sa force électromotrice est la résultante de deux effets qui sont la différence de

pression hydrostatique et la différence de pression osmotique aux électrodes.

Je vais décrire maintenant un dispositif qui est équivalent à une pile de gravitation, mais qui est encore plus simple.

Imaginons deux tubes verticaux en verre, remplis de mercure, dont les extrémités inférieures sont effilées et plongent dans une solution électrolytique à cation de mercure. Quelque chose en somme comme un électromètre capillaire, mais formé de deux tubes au lieu d'un seul. Un système de robinet permet de régler le niveau du mercure dans chaque tube et par conséquent la pression. Nous supposons l'appareil réglé de telle sorte que deux gouttes de mercure apparaissent aux extrémités inférieures de chaque tube et restent en équilibre.

Soit  $h$  la différence des niveaux supérieurs du mercure dans chaque tube,  $\frac{dm}{dq}$  l'équivalent électrochimique du mercure; un raisonnement analogue à celui fait tout à l'heure montre qu'il doit exister entre les deux mercures une différence de potentiel donnée par la formule très simple :

$$E = hg \frac{dm}{dq}.$$

Cette différence de potentiel a ici une cause intime unique qui est la différence de courbure des deux ménisques. On peut donc tirer de la théorie précédente cette conclusion que la différence de potentiel entre du mercure et une solution électrolytique dépend de la courbure de la surface. Un calcul simple montre qu'une goutte de mercure de un centième de millimètre de rayon doit présenter, dans une solution d'un sel mercurieux, une différence de potentiel de  $9 \times 10^{-6}$  volts avec une masse de mercure à surface plane.

Une autre conséquence curieuse, c'est qu'il doit exister entre les deux mercures d'un électromètre capillaire ordinaire une différence de potentiel due à la gravitation. Le calcul montre que cette différence de potentiel est de l'ordre de  $10^{-5}$  volts.

Pratiquement, au lieu d'effiler les extrémités inférieures des tubes, il serait sans doute préférable d'y adapter des parois poreuses, on pourrait alors utiliser une pression de mercure assez grande. Une seule paroi poreuse séparant les deux mercures et imbibée de solution serait même suffisante. Les électrodes se trouvant alors très voi-

sines, on éliminerait à peu près totalement les effets perturbateurs d'origine thermo-électrique.

Avec une différence de niveau  $h$  égale à 10 mètres et en disposant en série 100 piles identiques, on aurait une force électromotrice de l'ordre du centième de volt, susceptible par conséquent d'une mesure précise.

Une application possible d'une telle batterie serait peut-être la mesure des variations rapides de l'intensité de la pesanteur.

### CALCUL DE LA DIFFÉRENCE DE MARCHÉ INTRODUE PAR UNE LAME MINCE ISOTROPE ;

Par M. C. RAVEAU.

Les auteurs qui ont un légitime souci de la rigueur justifient l'extension à l'appareil de Newton ou à une lame prismatique, de la relation  $\delta = 2ne \cos r$ , qui n'est d'ordinaire démontrée que pour une lame à faces parallèles (1). Dans ce dernier cas, ils montrent également que la présence d'une lame épaisse n'infirme pas la validité de la formule (2). Le mode de raisonnement qui suit embrasse immédiatement tous les cas possibles.

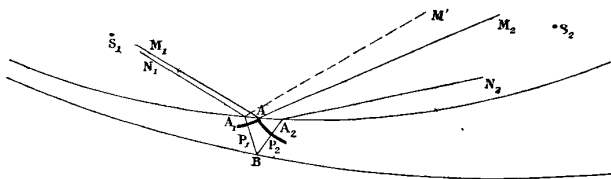


FIG. 1.

Soit  $S_1 \dots M_1 A M_2 \dots S_2$  (fig. 1) un premier rayon qui, parti d'une source  $S_1$ , arrive en  $S_2$ , après s'être réfléchi en  $A$  sur la face antérieure de la lame mince. Soit  $S_1 \dots N_1 A_1 B A_2 N_2 \dots S_2$ , un autre rayon qui aille également de  $S_1$  en  $S_2$ , mais en se réfléchissant sur la face postérieure. Les rayons de même origine et voisins de celui-ci sont normaux, à l'intérieur de la lame, à une surface d'onde  $AP_1$ , dont la forme

(1) Par exemple MACÉ DE LÉPINAY, *J. de Phys.*, 2<sup>e</sup> série, IX, 124, 1890.

(2) C'est ce que fait BOUSSSE, *Optique*, p. 275.

dépend des milieux traversés par la lumière depuis  $S_1$  jusqu'à la lame. Si nous considérons des rayons lumineux venus, en sens inverse des précédents, de  $S_2$ , ils seraient également normaux à une surface  $AP_2$ . Ainsi la lumière qui émane de  $S_1$  arrive en même temps en A et en  $P_1$  et celle qui arrive en  $S_2$  a passé en même temps en A et en  $P_2$ . La différence de marche entre les deux rayons interférents est donc le produit de l'indice de la lame par la somme des distances  $BP_1 + BP_2$ .

Si la lame est à faces parallèles et si les deux ondes  $AP_1$  et  $AP_2$  sont planes et se coupent sur la face antérieure de la lame,  $BP_1 + BP_2$  est en toute rigueur égal à  $2e \cos r$ , quelle que soit la position du point B <sup>(1)</sup>. Pour ramener à ce cas particulier le cas général, menons en  $P_1$  et  $P_2$  les plans tangents aux deux surfaces d'onde  $AP_1$  et  $AP_2$ , ces deux plans se coupent suivant une parallèle  $\pi$  au plan tangent en B à la face postérieure de la lame. La différence de marche est donc exactement celle qu'introduirait une lame à faces parallèles dont l'épaisseur  $e$  serait la distance de cette droite  $\pi$  à ce plan tangent, l'angle  $r$  étant l'angle de réflexion en B. En dehors des cas singuliers où la formule perd sa signification, les valeurs, imparfaitement définies, de  $e$  et de  $r$  ne différeront de celles-ci que de très petites quantités.

La démonstration la plus souvent reproduite considère un seul rayon incident, qui se dédouble à la rencontre de la lame mince. De la même façon, nous pouvons adjoindre au rayon incident  $N_1A_1$  un second rayon  $A_1M'$  allant en  $S_2$ .  $A_1M'$  ne procède pas de  $N_1A_1$  suivant toute la rigueur des lois de la réflexion, mais, en vertu du principe de Fermat, la longueur optique de cette trajectoire ne diffère de celle du rayon  $S_1 \dots M_1 A M_2 \dots S_2$  que d'une quantité négligeable par rapport à la distance  $A_1A$ , c'est-à-dire par rapport à  $e$ . Cette remarque permet de généraliser immédiatement le raisonnement classique, dans le cas de réflexions multiples à l'intérieur de la lame et en particulier du retard par transmission.

---

(1) MASCART établit ainsi la formule par la considération des ondes (*Optique*, I, 53).



LA PRISE DES VUES CINÉMATOGRAPHIQUES A LA MAIN  
(CINÉMATOGRAPHE DÉTECTIVE) (1) ;

Par M. PROZYNSKI.

Le champ des applications du cinématographe pour la prise des vues de plein air, surtout dans le cas de mouvements inattendus, est assez limité, en raison de difficultés techniques qu'on n'est pas encore arrivé à surmonter. La netteté exige que l'appareil soit solidement fixé sur un trépied assez lourd, par conséquent d'un transport quelque peu pénible et d'une mise en place assez longue. Cette condition est imposée aussi par la nécessité de diminuer les tremblements qui, sur l'image en projection, sont d'autant plus sensibles que l'agrandissement est plus considérable, car la projection couvre plusieurs mètres carrés, alors que l'image sur la pellicule ne dépasse pas  $20^{\text{mm}} \times 25^{\text{mm}}$ .

Les tremblements, qui sont si sensibles, peuvent provenir, en dehors de toute cause perturbatrice extérieure, du mécanisme même qui déplace la pellicule d'un mouvement saccadé à raison d'une vingtaine d'images à la seconde; ou bien de la main de l'opérateur, qui en provoque l'entraînement par l'intermédiaire d'une manivelle.

L'appareil faisant l'objet de cette description permet de surmonter parfaitement toutes ces difficultés sans le secours du trépied ni de la manivelle; le seul soin de l'opérateur doit être de tenir l'appareil et de le diriger de manière que les objets à cinématographier ne sortent pas de son champ de visée.

Ces résultats sont dus : 1° à l'emploi d'un gyroscope s'opposant aux légers tremblements de l'appareil; 2° à l'emploi d'un moteur à air comprimé réalisant une grande puissance sous un poids et un encombrement très réduits.

Le gyroscope n'empêche pas d'ailleurs de diriger l'appareil dans tous les sens avec la plus grande facilité, permettant par exemple de viser comme au fusil, ou de suivre comme à la jumelle, les déplacements rapides d'un oiseau en plein vol ou d'un aéroplane. L'appareil, toujours prêt à fonctionner, se prête instantanément à des prises de vues improvisées, qu'on peut faire commodément, soit d'une voiture, soit de la selle d'un cheval, etc...

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 6 janvier 1911.

L'appareil complet, comprenant intérieurement moteur, gyroscope de 120 millimètres de diamètre, réservoir d'air composé de cinq tubes d'acier, mécanisme cinématographique et 150 mètres de pellicule photographique est renfermé dans une boîte rectangulaire de  $15 \times 22 \times 27$  centimètres.

Pour recharger le réservoir après épuisement, il suffit d'une pompe à main ordinaire analogue à celle des bicyclettes pouvant donner une pression d'une trentaine d'atmosphères. Une charge du réservoir suffit d'ailleurs pour dérouler 150 mètres de bande, soit 7 à 8.000 images.

Les autres types de moteurs n'auraient pas conduit à des dimensions et poids aussi réduits: ni les ressorts d'horlogerie, ni le moteur électrique, ni les moteurs à explosion, qui d'ailleurs présentent encore de plus sérieux inconvénients.

Voici comment a été appliqué le gyroscope :

En analysant les tremblements de l'appareil on distingue trois mouvements différents : 1° les déplacements parallèles à eux-mêmes dans n'importe quel sens; 2° les oscillations autour de l'axe optique de l'appareil; 3° les mouvements angulaires autour d'axes perpendiculaires à l'axe optique. Les mouvements 1 et 2 peuvent être considérés comme négligeables, ainsi qu'il résulte de la proportion :

$$\frac{X}{T} = \frac{d}{D}$$

où X est le déplacement de l'impression sur la plaque causée par le tremblement de l'appareil, T le déplacement de l'appareil dans le sens le plus défavorable, c'est-à-dire perpendiculairement à l'axe optique,  $d$  le foyer de l'objectif et D la distance de l'objectif à l'objet photographié.

Étant donné que T n'est pas considérable, et que  $d$  est très petit par rapport à D, X ne peut être qu'une valeur pratiquement nulle. Pour obtenir une impression fixe, il faut supprimer, ou tout au moins atténuer beaucoup les oscillations de la troisième classe, c'est-à-dire les mouvements de rotation autour d'axes perpendiculaires à l'axe optique. On obtient ce résultat en adaptant à l'appareil un gyroscope dont l'axe est parallèle à l'axe optique de l'objectif.

Le calcul des éléments de ce gyroscope est très facile; étant donné que l'on connaît le maximum admissible pour le déplacement de l'image, que l'on sait la rapidité des mouvements et que l'on peut

apprécier approximativement les efforts que peut produire la main de l'opérateur dans ses mouvements involontaires.

La même méthode peut s'appliquer aux lunettes et surtout aux jumelles prismatiques, dont le moment d'inertie est très faible par rapport à l'écartement de leur lentille : l'emploi d'un gyroscope dans ces appareils rendrait la vision des objets beaucoup plus tranquille.

---

**COMMUNICATION DU LABORATOIRE CENTRAL D'ÉLECTRICITÉ  
AU SUJET DES UNITÉS ÉLECTRIQUES.**

D'après la décision de la Conférence internationale de Londres (1908) la valeur, en volt international, de la force électromotrice de l'élément Weston normal (contenant un excès de cristaux de sulfate de cadmium) doit être déduite de l'ohm international défini comme résistance mercurielle et de l'ampère international défini par un dépôt d'argent dans un voltamètre à azotate d'argent.

La valeur provisoire à 20° C. avait été fixée en 1908 à 1,0184.

Le Comité scientifique international nommé à Londres décida que des expériences seraient faites au printemps 1910 au Bureau of Standards à Washington, par des représentants de la Physikalisch-technische Reichsanstalt d'Allemagne, du National Physical Laboratory d'Angleterre, du Bureau of Standards des États-Unis et du Laboratoire central d'Électricité. Le but assigné à ces recherches était de fixer la valeur qu'il convenait de prendre pour la force électromotrice du Weston en précisant les conditions expérimentales dans lesquelles devait être effectué le dépôt d'argent.

A la suite de ces mesures, le Comité international des unités électriques a décidé de recommander pour la valeur de la force électromotrice de l'étalon Weston normal, à 20° C., 1,0183 volt international,

Le Laboratoire central d'Électricité, à partir du 1<sup>er</sup> janvier 1911, se conformera à cette recommandation, ce qui entraîne aussi pour les mesures de résistance l'adoption de l'ohm international tel qu'il a été provisoirement réalisé dans les expériences de Washington.

Cette manière de faire n'est pas contradictoire avec le décret du 25 avril 1896 sur les unités électriques en France, car cela revient à admettre que l'élément Latimer Clark a la force électromotrice de 1,434 à la température de 13°,8 C., le décret n'ayant pas fixé la température à laquelle la force électromotrice de l'élément doit être mesurée.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CLII; n° 1, 2 et 3; janvier 1911.

BERTIN. — Lois générales du mouvement accéléré ou retardé du navire consécutif à un changement de puissance du moteur. — P. 19.

**Théorie mathématique.**

DE FORCRAND. — Étude thermo-chimique de quelques composés binaires des métaux alcalins et alcalino-terreux. — P. 27.

Tableau des chaleurs de dissolution et de formation de quelques composés halogénés. Ce tableau montre que le fluor déplace le chlore, celui-ci le brome, ce dernier l'iode aussi bien en présence qu'en l'absence d'eau. Si on classe les métaux dans l'ordre Ca, Li, Sr, Ba, Na, K, Rb, Cs, chacun est déplacé par ceux qui le suivent dans les chlorures, bromures et iodures; l'inverse a lieu pour les fluorures et les oxydes.

E. ESCLANGON. — Sur un régulateur rotatif à vitesse fixe ou variable. — P. 32.

Théorie et dessin d'un régulateur qui peut être réglé facilement, même en marche, pour toutes les vitesses, ce qui en permet l'application dans les mouvements de micromètres enregistreurs pour les lunettes méridiennes et dans les mouvements à vitesses peu variables des équatoriaux.

O. BOUDOUARD. — Essai des métaux par l'étude de l'amortissement des mouvements vibratoires. — P. 45.

Un mouvement vibratoire suffisamment prolongé conduit toujours à la rupture du métal essayé, et le nombre de vibrations varie en raison inverse de la teneur en carbone pour les aciers durs et demi-durs essayés. En outre, le fer puddlé et l'acier extra-doux, le premier plus résistant que l'autre, accusent, après un mouvement vibratoire ayant amené leur rupture, une grande élévation de limite élastique.

CH.-ED. GUILLAUME. — Sur la définition des unités électriques pratiques. — P. 47.

Après la représentation matérielle de l'ohm, la Conférence de Londres de 1908 a fait adopter la représentation de l'ampère. Alors la loi de Joule conduit à définir le watt comme le produit du volt par l'ampère. Mais le watt admet une définition mécanique directe : c'est la puissance engendrée par le déplacement, à  $1 \frac{\text{m}}{\text{sec}}$ , d'une force susceptible de communiquer à 1 kilogramme une accélération de  $1 \frac{\text{m}}{\text{sec}^2}$ . Ceci réduirait la représentation à une seule unité. De même l'unité de champ magnétique, le gauss, peut se matérialiser. « Le gauss est le champ à l'intérieur d'un solénoïde indéfini, dont la densité d'enroulement uniforme est de  $\frac{10 \text{ tours}}{4\pi \text{ cm}}$ , et parcouru par un courant de 1 ampère. »

M. LUIZET. — Sur la variabilité d'éclat de certaines étoiles du type  $\delta$  Céphée. — P. 71.

Théorie.

CH. NORDMANN. — Sur les diamètres effectifs des étoiles. — P. 73.

Les étoiles dont la température effective est supérieure à celle du Soleil ont des diamètres plus faibles qu'on ne le croyait quand on ne tenait pas compte des variations de l'éclat intrinsèque avec la température. Le contraire a lieu pour les étoiles plus froides que le Soleil. Ainsi Sirius a des dimensions à peine supérieures à celles du Soleil. Le contraire a lieu pour Aldébaran, dont le diamètre apparent est 0',018. Tableau.

ZIEMBINSKI. — De la relation qui existe entre la poussée de l'hélice propulsive en marche et sa poussée au point fixe. — P. 77.

Théorie et tableau montrant qu'on peut avoir avec différentes hélices au point fixe des poussées supérieures, égales ou inférieures à celles prévues pour la marche.

*J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I. (Février 1911.)

10

PIERRE WEISS. — Sur une propriété nouvelle de la molécule magnétique. — P. 79.

Les mesures faites sur la magnétite conduisent à admettre qu'à certaines températures le moment magnétique de la molécule croît brusquement d'une quantité déterminée qui est une fois, ou deux fois le quart du moment magnétique de la molécule aux basses températures.

L. DÉCOMBE. — Sur la définition de l'entropie et de la température. Systèmes monocycliques. — P. 81.

L'auteur a précédemment montré (1) que la notion de système *partiellement conservatif* permet, en toute généralité, de rattacher aux équations de Lagrange le principe de Carnot-Clausius pour le cas des transformations compensées.

1. Dans cette analyse, l'entropie se présente sous un double aspect : l'un correspond à l'entropie classique, l'autre conduit à la notion d'*entropie interne*.

2. La définition de la température au moyen de l'entropie interne comprend, comme cas particulier, la définition cinétique (demi-force vive d'agitation calorifique).

3. Enfin l'auteur retrouve par cette voie la notion cinétique de mouvement moléculaire organisé.

J. DE KOWALSKI et J. DE DZIERSBICKI. — Influence des groupements fonctionnels sur le spectre de phosphorescence progressive. — P. 83.

Appelons groupement bathophosphique celui qui recule les limites du spectre de phosphorescence vers le rouge et groupement hypso-phosphique celui qui recule les limites vers le violet. Au premier groupe, appartiennent COOH et CN; au deuxième, appartiennent OH et OCH<sup>3</sup>.

WITOLD BRONIEWSKI. — Sur les propriétés électriques des alliages AlMg. P. 85.

Courbes de la conductivité, du coefficient de température, de la

---

(1) C. R., 5 décembre 1910.

résistance électrique, du pouvoir thermo-électrique et de la f. é. m. de dissolution. Existence probable de  $AlMg$  et  $Al^2Mg^3$ ; mais l'existence de  $Al^4Mg$  et  $AlMg^2$  n'a pas été confirmée.

A. ANGOT. — Sur la valeur des éléments magnétiques à l'Observatoire du Val-Joyeux au 1<sup>er</sup> janvier 1911. — P. 113.

Éléments	Valeurs absolues	Variation annuelle (1 <sup>er</sup> janvier 1910-1 <sup>er</sup> janvier 1911)
Déclinaison (occidentale).....	14°21'94	— 7'31
Inclinaison .....	64°42'6	— 1'1
Composante horizontale.....	0,19739	+ 0,00011
— verticale.....	0,41776	— 0,00012
— nord.....	0,19122	+ 0,00021
— sud.....	0,04897	— 0,00038
Force totale.....	0,46203	— 0,00006

A. ANGOT et Louis FABRY. — Tremblement de terre du 3 janvier 1911. P. 113-114.

Courbes des sismographes, dues à un tremblement de terre très violent, dont l'épicentre paraît être en Asie centrale, dans les monts Tian-Chan.

GIRARDVILLE. — Sur la stabilisation des aéroplanes au moyen de gyroscopes. P. 127.

Les gyroscopes étaient chargés de conduire automatiquement des gouvernails susceptibles de rétablir à chaque instant l'équilibre de la machine. Bons résultats obtenus.

J. A. LE BEL. — Sur l'échauffement singulier des fils minces de platine. — P. 129.

Mesure de l'échauffement d'une bobine en fil mince de Pt placée à l'intérieur d'un cylindre métallique percé de part en part, chauffé électriquement ou au bain de plomb. L'effet observé dépend du métal du cylindre, de la chute de température dans le cylindre, et de son mode de décroissance; il paraît dû aux vapeurs métalliques émises par le cylindre.

A. COTTON. — Sur la sensibilité des mesures interférentielles et les moyens de l'accroître : appareils interférentiels à pénombres. — P. 131.

Dans les appareils à mesurer les pouvoirs rotatoires et les biréfringences, les deux faisceaux, qui suivent pratiquement le même chemin, y propagent soit des vibrations circulaires inverses, soit des vibrations rectilignes à angle droit. Ces appareils d'interférence en lumière polarisée permettent de mettre en évidence une différence de marche de l'ordre de  $\frac{\lambda}{20\ 000}$ , tandis que les appareils d'interférence ordinaires donnent au maximum  $\frac{\lambda}{100}$ . L'auteur indique les raisons de cette différence : travail plus précis des surfaces exigé par les appareils ordinaires ; observation des franges moins sensible qu'une opération photométrique à laquelle on ramène, dans le premier cas, la constatation de la différence de marche.

On pourrait avec les appareils ordinaires faire des appareils à pénombres, soit par la méthode de M. Brillouin <sup>(1)</sup>, soit en remplaçant la surface d'un des miroirs argentés de l'appareil Michelson, sur laquelle on mettra au point, par deux parties parallèles, très légèrement en retrait.

JACQUES BOSELLI. — Résistance au mouvement dans un fluide de petits corps non sphériques. — P. 133.

Étude de la chute de globules rouges du sang : disques elliptiques et renflés chez les oiseaux, circulaires et déprimés au milieu chez presque tous les mammifères.

La vitesse de chute est inversement proportionnelle à la viscosité  $\eta$  du fluide ; elle peut s'exprimer par :

$$Vg(D - D_1) = \eta wA.$$

V, volume du disque ; D et  $D_1$ , masses spécifiques du globule et du fluide ; w, vitesse de chute ; A est une constante qui dépend du globule et du fluide.

(1) BRILLOUIN, C. R., CXXXVII, 1903.



DE BROGLIE et L. BRIZARD. — Sur la radiation du sulfate de quinine.  
Ionisation et luminescence. — P. 136.

Les scintillations visibles de la lueur continue du sulfate de quinine en voie d'hydratation paraissent dues à de petites décharges électriques produites au moment de la brusque rupture des cristaux soumis à des efforts brisants.

L'ionisation du gaz au voisinage du sel et sa nature dissymétrique, la variation des phénomènes électriques et lumineux sous l'influence de la nature et de la pression du gaz, de la grosseur des cristaux, la fatigue du phénomène répété conduisent aussi à la même hypothèse.

BOIZARD.

---

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XXI ; janvier 1911.

LORD RAYLEIGH. — Note sur l'application des fonctions de Bessel à l'étude des vibrations d'une membrane circulaire. — P. 53-58.

L'auteur fait observer que les considérations physiques conduisent souvent à des conclusions analytiques non encore formulées.

A l'appui de cette assertion, il montre comment l'étude des vibrations d'une membrane circulaire permet de déduire certaines relations entre les racines de la fonction de Bessel  $J_n(x)$ .

Entre autres résultats, il établit que chaque racine va en croissant continuellement avec  $n$ , puis démontre l'exactitude d'une proposition formulée sous forme dubitative par Gray et Mathews : qu'entre chaque paire de racines réelles successives de  $J_n$ , il existe exactement une racine réelle de  $J_{n+1}$ .

J.-W. NICHOLSON. — Sur la diffraction des ondes électriques par une grande sphère (III. Détermination de la constante  $\beta$ ). — P. 62-68.

La présente partie du mémoire (3<sup>e</sup> partie) a trait à la détermination du coefficient numérique nécessaire à l'établissement de tables donnant l'intensité en chacun des points de la surface de l'obstacle.

Ce coefficient a été défini précédemment par la condition suivante : la première racine de l'équation

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[ z^{\frac{1}{2}} K_m(z) \right] = 0,$$

où la fonction de Bessel  $K$  est considérée comme une fonction de  $m$ , a une partie imaginaire  $-ix^{\frac{1}{2}}\beta$  et une partie réelle dont le terme le plus important est  $z$ .

En partant de l'expression de  $K_m(x)$  :

$$K_m(z) = \frac{\pi}{2 \sin m\pi} \left\{ J_{-m}(z) - e^{im\pi} J_m(z) \right\} e^{-\frac{1}{2}im\pi},$$

l'auteur établit que la seule racine convenable est donnée par l'équation :

$$m - z = \frac{1}{2} z^{\frac{1}{2}} (1 - i\sqrt{3}) (0,5192)^{\frac{1}{3}},$$

d'où l'on trouve après réduction, pour la partie imaginaire  $-0,696iz^{\frac{1}{2}}$ .

Cette partie imaginaire est négative, ainsi qu'il a été démontré antérieurement. On obtient ainsi pour  $\beta$  la valeur :

$$\beta = 0,696, \quad \text{soit environ} \quad \beta = \frac{2}{3}.$$

Avec cette valeur, le rapport de l'amplitude troublée à l'amplitude non troublée peut être déduit de la relation :

$$(8\pi \sin \theta)^{\frac{1}{2}} (Ka)^{\frac{1}{6}} \tan \frac{1}{2} \theta \beta^{-4} e^{-(Ka)^{\frac{1}{3}} \beta \theta},$$

Comme cas intéressant auquel on peut appliquer la précédente relation et la réduire en tables, on peut considérer celui d'ondes électriques et de la terre. Pour une hauteur d'antenne de 80 mètres et une longueur d'onde correspondante d'environ un quart de *mile* <sup>(1)</sup>, la valeur de  $Ka$  est égale à  $1,01 \cdot 10^5$ .

Lorsque l'oscillateur et le récepteur se trouvent à une distance angulaire inférieure à  $10^\circ$ , c'est-à-dire à une distance linéaire inférieure

(1) Le *mile* anglais considéré par l'auteur a pour valeur 1600 mètres. Il adopte comme longueur d'onde de l'antenne  $\lambda_0 = 5l$ , valeur qui paraît un peu forte ; la longueur d'onde d'une antenne filiforme est seulement légèrement supérieure à  $4l$ . (N. D. T.)

rieure à 700 *miles* (1120 kilomètres), on peut mettre la formule sous la forme simple :

$$(1) \quad 0,058\theta^{\frac{3}{2}} (0,574)^\theta,$$

en exprimant  $\theta$  en degrés.

Au-dessus de  $10^\circ$ , il convient de se servir de la formule de calcul :

$$(2) \quad 50,2 \operatorname{tang} \frac{1}{2} \theta \sqrt{\sin \theta} (0,574)^\theta,$$

où  $\theta$  est également exprimé en degrés.

L'auteur donne des tableaux où le rapport des amplitudes est calculé depuis  $1^\circ$  jusqu'à  $10^\circ$  avec la formule (1), et depuis  $10^\circ$  jusqu'à  $30^\circ$  avec la formule (2), de degré en degré; enfin de  $5^\circ$  en  $5^\circ$ , depuis  $30^\circ$  jusqu'à  $60^\circ$ .

Il est difficile de tirer quelques conclusions de ces tableaux pour les petites distances angulaires, à cause du manque de données quantitatives sur l'énergie reçue par le récepteur à différentes distances du transmetteur.

Mais ils indiquent nettement que, pour de grandes distances angulaires, la diffraction ne doit jouer qu'un rôle insignifiant dans le succès des réceptions lointaines.

On trouve, par exemple, que si la diffraction était seule en cause, le rapport des quantités d'énergies reçues aux distances de 2000 *miles* et de 70 *miles* serait de l'ordre de grandeur de  $10^{-12}$ . Il semble assez improbable que la sensibilité d'un détecteur soit suffisante pour déceler un effet aussi faible, et l'on est porté à rechercher d'autres explications pour les réceptions aux grandes distances. Deux explications ont été proposées. Sommerfeld a fait le calcul de la propagation en remplaçant la surface terrestre par un plan indéfini; il a montré qu'il suffit d'attribuer à cette surface une conductibilité finie pour rendre compte du succès des expériences de T. S. F. à grande distance. Mais, l'hypothèse faite est fort éloignée de la réalité pour les distances angulaires notables. On a supposé, d'autre part, que les couches élevées de l'atmosphère terrestre, rendues conductrices, pouvaient réfléchir les ondes vers le sol:

Il ne paraît pas impossible que cette hypothèse puisse être soumise au calcul, mais aucune recherche n'a encore été conduite dans ce sens.

R.-A. HOUSTOUN. — Sur la magnétostriction. — P. 78-83.

L'objet du mémoire est d'établir une relation entre la magnétostriction et le changement d'aimantation produit par une action mécanique et d'en vérifier les résultats par l'expérience.

L'auteur considère un fil de métal magnétique disposé verticalement à l'intérieur d'un solénoïde, susceptible d'être soumis à une traction à l'aide de poids suspendus à l'extrémité inférieure et d'être porté à différentes températures.

L'état de ce fil peut être considéré comme une fonction des trois variables indépendantes T, F et H (T, température ; F, effort de traction ; H, champ magnétique).

Pour une variation infiniment petite, la quantité de chaleur  $dq$  mise en jeu est :

$$dq = cdT + bdF + adH.$$

On établit aisément les relations :

$$\frac{\partial x}{\partial T} = \frac{b}{T}, \quad \frac{v}{4\pi} \frac{\partial B}{\partial T} = \frac{a}{T}, \quad \frac{v}{4\pi} \frac{\partial B}{\partial F} = \frac{\partial x}{\partial H},$$

en désignant par B l'induction dans le fil, par  $v$  son volume, et par  $x$  le déplacement vertical de l'extrémité inférieure.

La première de ces relations est la relation bien connue entre le coefficient de dilatation linéaire d'un fil et le refroidissement produit quand on l'allonge.

La seconde relation montre que, si l'induction dans le fil croît avec la température,  $a$  est positif, et la température diminue quand H augmente ; c'est le contraire quand l'induction va en décroissant quand la température s'élève.

Cette proposition a déjà été donnée sous une forme un peu différente par lord Kelvin. Les effets d'échauffement et de refroidissement du fil sont d'ailleurs vraisemblablement toujours masqués par l'échauffement irréversible dû aux courants de Foucault ainsi qu'à la résistance visqueuse qui s'oppose aux mouvements des aimants moléculaires.

La troisième relation, qui fait plus particulièrement l'objet du présent mémoire, indique que, si l'induction va en croissant lorsque le fil subit une tension, la longueur du fil augmente quand il est aimanté, et *vice versa*.

L'étude des relations entre la magnétostriction, et l'effet produit par la tension sur l'aimantation d'un fil a déjà été l'objet de plusieurs travaux (notamment J.-J. Thomson, Heydweiller, ...).

L'auteur a soumis la relation  $\frac{v}{4\pi} \frac{\partial B}{\partial F} = \frac{\partial x}{\partial H}$  au contrôle expérimental en se servant des données obtenues par Nagaoka et Honda. Ces physiciens ont mesuré les changements de longueur d'un ellipsoïde de fer et d'une tige de nickel de section carrée quand on les aimante dans la direction de l'axe. L'accord de leurs résultats expérimentaux avec la relation donnée ci-dessus est aussi satisfaisant que possible.

C. TISSOT.

R.-D. KLEEMAN. — Recherche sur la détermination de la loi de l'attraction chimique entre les atomes déduite des données physiques. — P. 83-102.

L'auteur se propose de chercher comment, de la chaleur latente  $L$ , de la tension superficielle  $\lambda$  et des autres données physiques d'un fluide on peut déduire la loi de l'attraction atomique, et de comparer les résultats obtenus ainsi avec les lois déjà trouvées par certains physiciens.

Kleeman montre qu'il est impossible de déterminer complètement la loi de l'attraction entre les atomes en fonction de leurs distances  $z$  et de leur température  $T$  en partant de  $L$  ou de  $\lambda$ . Cette loi contient en effet une fonction arbitraire qu'on ne peut déterminer que si l'attraction est indépendante de  $T$ , ce qui n'est pas. Par suite, toutes les lois obtenues par divers auteurs ne correspondent qu'à des cas particuliers et aucune d'elles n'est la loi véritable. Par exemple, la formule de Mills conduit pour  $\lambda$  à des résultats inexacts.

Kleeman, dans un mémoire précédent (*Phil. Mag.*, mai 1910), a établi que l'attraction entre deux molécules est de la forme

$$\Phi_2 \left( \frac{z}{x_c} \frac{T}{T_c} \right) \frac{(\sqrt{m_1})^2}{z^5}$$

où  $\Phi_2$  est une fonction arbitraire,  $x_c$  la distance entre deux molécules à l'état critique et  $T_c$  la température critique. La discussion de la loi de l'attraction le conduit aux conclusions suivantes :

1° L'attraction est proportionnelle à la racine carrée du poids atomique  $m_1$  ;

2° L'attraction entre deux molécules ne peut être indépendante de la température ;

3°  $\Phi_2$  ne peut être le produit de deux fonctions arbitraires l'une de  $\frac{z}{x_c}$ , l'autre de  $\frac{T}{T_c}$ .

En étendant expérimentalement les limites des observations de Joule et Thomson, on en déduirait des données qui expliciteraient partiellement la fonction  $\Phi_2$ .

Kleeman examine ensuite le cas où la loi de l'attraction est de la forme  $\frac{K}{z^n}$  ( $n = 2, 4, 6, 7$ ) et il en déduit les valeurs de  $\Phi_2$  et de  $K$ .

EDWIN-A. OWEN. — Changement de résistance des fils de fer et de nickel placés longitudinalement dans des champs magnétiques puissants. — P. 122-130.

L'auteur reprend les expériences de Barlow qui présentaient une cause d'erreur. Les fils fins de fer et de nickel dont on veut étudier la variation de résistance sous l'action de l'aimantation longitudinale sont placés à l'intérieur des pièces polaires d'un puissant électro-aimant. La valeur du champ est obtenue par la méthode balistique et les résistances sont mesurées par la méthode du pont, la résistance de comparaison est un fil de maillechort.

De nombreuses précautions sont prises pour éliminer toute cause d'erreur pouvant provenir d'une élévation de température d'une partie de l'appareil. A l'intérieur des pièces polaires circule un courant d'eau, les contacts sont manœuvrés de loin, etc.

La résistance de ces fils de nickel et de fer passe par un maximum nettement déterminé, pour les valeurs respectives 2 800 et 1 900 C. G. S. du champ. Lorsque le champ continue à augmenter, la résistance du fer décroît constamment, tandis que celle du nickel décroît puis atteint une valeur constante pour un champ de 24 000 C. G. S.

Ces résultats ne sont pas d'accord avec la théorie de la conduction métallique donnée par Drude.

AUBERT.

T. ROYDS. — Le pouvoir réflecteur des noirs de fumée et de platine. — P. 167-172.

Les données que l'on possède sur les pouvoirs réflecteurs des différents noirs sont contradictoires. Angström trouve pour le noir de

platine un pouvoir réflecteur qui varie entre 0,82 et 1,25 0/0 pour les différentes régions du spectre. Féry a trouvé 18 0/0 pour le rayonnement d'un corps noir à 100°.

M. Royds utilise une méthode due à Paschen : on mesure la déviation d'un galvanomètre relié à une pile thermoélectrique recouverte du noir étudié et soumise à un rayonnement bien déterminé. Dans une première expérience, on laisse les rayons réfléchis et diffusés par le noir s'éloigner au loin ; dans une deuxième, on les renvoie sur la pile à l'aide d'un miroir constitué par un hémisphère d'argent centré sur les soudures et percé d'une ouverture qui laisse passer les rayons incidents. La différence des deux déviations mesure l'énergie réfléchie. Il faut faire deux corrections, l'une relative au trou percé dans le miroir sphérique, l'autre relative au pouvoir réflecteur de l'argent.

Voici les résultats du travail :

Longueur d'onde	Noir de fumée épaisseur 0,205 millimètres	Noir de platine déposé pendant 15 minutes	Noir de platine déposé pendant 3 minutes
0,8 $\mu$ (rayons passant à travers le verre .....	1,13 0/0	0,17 0/0	1,30 0/0
8,7 $\mu$ rayons restants de la sélénite).....	0,66	0,59	5,70
25,5 $\mu$ (rayons restants de la fluorine).....	0,67	0,93	7,08
54 $\mu$ (rayons restants du sel gemme).....	1,6	1,1	7,4

La mesure du pouvoir réflecteur du noir de platine permet de corriger les expériences de Kurlbaum sur la constante de la loi de Stefan. En prenant  $R = 0,59$  0/0 ( $\lambda = 8\mu$ ), on trouve :

$$7,1 \cdot 10^{-15} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \cdot \text{degré}^{-2}}$$

au lieu de  $7,06 \cdot 10^{-15}$ .

On obtient ainsi, pour la charge atomique, d'après la théorie de Planck :

$$e = 4,624 \times 10^{-10} \text{ C. G. S.}$$

au lieu de

$$e = 5,65 \text{ (Rutherford et Geiger).}$$

E. BAUER.

S.-B.-Mc LAREN. — Les équations de Hamilton et la répartition de l'énergie entre la matière et la radiation, — P. 15-26.

L'auteur se sert des équations de Hamilton pour généraliser la théorie de Maxwell sur la distribution des énergies dans un système et pour trouver la loi de répartition de l'énergie entre la matière et la radiation. Il montre : 1° que la théorie de Maxwell s'applique encore lorsque l'énergie, n'étant plus une fonction quadratique des vitesses et des moments, est seulement assujettie à la condition que les moments ne soient pas infinis lorsqu'elle a une grandeur finie; 2° que, si l'on suppose les électrons indéformables, toute l'énergie électromagnétique appartient à la radiation, sauf le terme qui dépend de la position des électrons à chaque instant et qui représenterait l'énergie électrostatique s'ils étaient au repos.

R. POHL et P. PRINGSHEIM. — L'effet photo-électrique normal et l'effet sélectif. — P. 155-161.

Résumé d'un mémoire plus étendu publié dans les *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* (vol. XII). Les auteurs de ce travail expliquent les résultats contradictoires obtenus par divers expérimentateurs en montrant qu'à l'effet photoélectrique normal se superpose souvent un effet sélectif dont les caractères sont très différents. Tandis que l'effet normal croît régulièrement à mesure que décroît la longueur d'onde de la lumière incidente et reste indépendant de l'azimut de polarisation pour une même quantité de lumière absorbée, l'effet sélectif, qui s'applique d'ailleurs seulement à une région du spectre assez étroite, présente un maximum très accentué au voisinage de  $\lambda = 400 \mu\mu$  et dépend de l'azimut de polarisation. Il est le plus intense quand les vibrations du vecteur électrique s'effectuent parallèlement au plan d'incidence. Il serait dû à un phénomène de résonance.

CLIVE CUTHBERTSON. — Nouvelles déterminations de quelques constantes des gaz inertes. — P. 69-78.

L'auteur compare entre elles les valeurs obtenues récemment et par des méthodes différentes pour les constantes moléculaires des gaz inertes.



1. Les volumes moléculaires obtenus soit à partir des mesures de viscosité, soit par le moyen de la méthode des indices de réfraction, sont dans les rapports suivants :

Hélium	Néon	Argon	Krypton	Xénon
3,0	2,33	1,785	1,733	1,742

2. Le nombre N des électrons dans l'atome, obtenu par la formule de Sellmeier ( $\mu$ , indice de réfraction;  $n_0$ , fréquence de vibration libre des parties de l'atome;  $n$ , fréquence de la lumière relative à  $\mu$ ):

$$\mu - 1 = \frac{N}{n_0^2 - n^2},$$

est une fonction linéaire de la racine carrée du rayon de la sphère d'action déduit des mesures de viscosité.

3. Ce nombre N est une fonction linéaire de la température critique du gaz.

4. Le carré N<sup>2</sup> du nombre des électrons est pour les gaz inertes, à l'exception de l'hélium, à peu près proportionnel à la constante c de la formule de Sutherland :

$$\eta = \frac{KT^{\frac{1}{2}}}{1 + \frac{c}{T}},$$

où  $\eta$  est le coefficient de viscosité, K une constante, et T la température absolue.

Ces résultats, qui ne sont d'ailleurs établis qu'en première approximation, ne s'appliquent pas aux gaz tels que H, O ou N.

HORACE-H. POOLE. — Quantité de chaleur dégagée par la pechblende. — P. 58-62.

L'auteur reprend par la méthode déjà décrite (*Phil. Mag.*, Feb. 1910) et en augmentant la précision, la mesure de la quantité de chaleur dégagée par la pechblende de Joachimsthal. Il trouve dans trois séries d'expériences les valeurs :

8,15	$\times 10^{-5}$	calories par heure et par gramme	
6,5	$\times 10^{-5}$		—
6,2	$\times 10^{-5}$		—
Moyenne :	6,95	$\times 10^{-5}$	—

La moyenne des valeurs obtenues précédemment était de  $6,1 \cdot 10^{-5}$  calories.

L'auteur adopte pour résultat final le nombre  $6,5 \times 10^{-5}$  calories, et il fait remarquer que le nombre calculé, en admettant que 1 gramme de radium dégage 110 calories par heure, est seulement de  $4,4 \times 10^{-5}$  calories.

ALEXANDRE-A. RUSSEL et F. SODDY. — Les rayons  $\gamma$  du thorium et de l'actinium. — P. 130-154,

A. Russel et F. Soddy ont étendu au thorium et à l'actinium leurs études sur les rayons  $\gamma$  de l'uranium et du radium. Ils ont opéré sur l'actinium C, le mésothorium 2 et le thorium D. Les méthodes expérimentales sont les mêmes que celles utilisées dans leurs travaux antérieurs et décrites dans leur mémoire précédent (*Phil. Mag.*, II, p. 744). Les résultats obtenus sont les suivants :

1. Le rapport du rayonnement  $\gamma$  au rayonnement  $\beta$  est de 1,13 pour le mésothorium 2, de 0,75 approximativement pour le thorium D, de 0,08 à 0,13 pour l'actinium C, si l'on prend comme terme de comparaison le radium C. Les nombres obtenus varient d'ailleurs d'une façon assez sensible quand on modifie le dispositif expérimental.

2. Les rayons  $\gamma$  subissent un « durcissement » lorsqu'ils passent à travers une couche de plomb. Cet effet varie d'intensité quand on change la position relative de la couche de plomb. Il est difficile de décider s'il est dû à un simple effet d'absorption ou à une modification opérée sur les radiations elles-mêmes.

3. Le pouvoir pénétrant des rayons  $\gamma$  décroît du premier au dernier des produits radioactifs suivants : thorium D, radium C, mésothorium 2, uranium X, actinium C. Les valeurs numériques correspondant aux divers dispositifs étudiés sont données dans des tableaux annexés au mémoire.

F. CROZE.

M.-S. SMOLUCHOWSKI. — Quelques remarques sur la conduction calorifique dans les gaz raréfiés.

La diminution apparente de conductibilité thermique des gaz à mesure que la raréfaction augmente est due à un phénomène de surface (1).

(1) V. SMOLUCHOWSKI, *Ann. d. Phys.*, LXIV, p. 101 (1898); *Ph. Mag.*, XLVI, p. 199 (1898). — GEHRKE, *Ann. d. Phys.*, II, p. 102 (1900).

La théorie cinétique conduit au résultat suivant : la quantité de chaleur transmise est proportionnelle à la pression et indépendante de l'épaisseur de la couche gazeuse.

Les recherches expérimentales sur ce sujet sont dues à M. Brusk<sup>(1)</sup> et à MM. Soddy et Berry<sup>(2)</sup>.

Pour expliquer les résultats obtenus par ces savants, l'auteur précise ici la théorie qu'il a donnée autrefois en assimilant, avec Maxwell, la paroi solide à un réflecteur partiel, de sorte qu'une partie des molécules gazeuses revient en arrière non plus avec la vitesse correspondant à leur température primitive, mais avec celle correspondant à la température de la paroi.

L'échange d'énergie au moment du choc est imparfait, surtout pour les molécules légères (la paroi était en platine ; ses molécules étaient donc très lourdes).

A. FLETCHER. — Radioactivité du granit de Leinster. — P. 102-111.

L'auteur a recherché s'il y avait des variations de radio-activité appréciables dans le massif de granit de Leinster, massif ayant environ 100 kilomètres de longueur et 15 kilomètres de largeur. Des échantillons pris à Glenmalure, en des points distants de 800 mètres, ont manifesté des différences d'activité considérables, indiquant le caractère sporadique de la distribution de la matière radioactive. Il semble résulter des mesures effectuées que la moyenne générale de la teneur en radium ne s'écarte pas beaucoup de la moyenne des résultats trouvés par chaque district particulier. En vue de l'application de la radioactivité à la géologie, l'auteur résume dans un tableau les teneurs en radium et en thorium d'échantillons prélevés dans diverses localités.

La moyenne générale est  $1,68 \times 10^{-12}$  grammes de radium et  $0,7 \times 10^{-5}$  grammes de thorium par gramme de granit.

NORMANN CAMPBELL. — Note sur la détermination de capacités dans les mesures d'ionisation. — P. 42-45.

Soit  $c_1, c'_1$  les armatures du condensateur de capacité  $C_1$ , constituant l'appareil de mesure;  $c_0, c'_0$ , celles d'un condensateur étalon

---

(1) *Phil. Mag.*, XLV, p. 31 : 1898.

(2) *Proc. Roy. Soc.*, LXXXIII, A, p. 254 ; 1910.

de capacité  $C_0$ ;  $c_2$ ,  $c'_2$ , celles d'un condensateur auxiliaire de capacité  $C_2$ . Les armatures  $c_1$ ,  $c_0$ ,  $c_2$  sont les armatures *internes*, c'est-à-dire celles qui sont ordinairement reliées au dispositif de mesure. On relie  $c_1$  et  $c_2$  qu'on met à la terre ainsi que  $c'_1$  et  $c'_2$ ; on isole  $c_1 + c_2$  et on porte  $c'_2$  au potentiel  $V_1$ ; l'électromètre dévie et indique que le système est au potentiel  $v_1$ . On a donc :

$$(1) \quad C_1 v_1 + C_2 (v_1 - V_1) = 0.$$

On relie  $c_0$ ,  $c_1$ ,  $c_2$ , qu'on met au sol ainsi que  $c'_0$ ,  $c'_1$ ,  $c'_2$ ; on isole  $c_1 + c_0 + c_2$ , et l'on porte  $c'_2$  au potentiel  $V_2$ . L'électromètre indique que le système est au potentiel  $v_2$ . On a :

$$(2) \quad (C_1 + C_0) v_2 + C_2 (v_2 - V_2) = 0.$$

Les relations (1) et (2) font connaître  $\frac{C_1}{C_0}$  et  $\frac{C_2}{C_0}$ .

$V_1$  et  $V_2$  sont choisis de façon que  $v_1$  et  $v_2$  soient à peu près égaux. Le calcul montre qu'en ce qui concerne  $C_2$  la précision de la méthode augmente en même temps que  $\frac{V_2}{V_1}$ , c'est-à-dire que  $\frac{C_0}{C_1 + C_2}$ . Pour  $C_1$ , la relation est plus complexe, et nécessite la connaissance de  $\frac{C_2}{C_1}$ . On peut éviter d'expliciter  $C_1$  en prenant comme condensateur auxiliaire une chambre d'ionisation faisant partie du dispositif de mesure.  $C_1$  est alors la capacité du reste du dispositif, et il n'est nécessaire que de connaître  $C_1 + C_2$ . On connaît  $C_1 + C_2$  avec d'autant plus de précision que le rapport  $\frac{C_1 + C_2}{C_0}$  est plus grand; le condensateur étalon doit donc avoir une capacité aussi grande que possible, par exemple 1 microfarad. La méthode peut s'appliquer à la détermination de la variation de capacité d'un électromètre, en fonction de la déviation.

ANDREW STEPHENSON. — Sur une propriété particulière du système asymétrique.  
P. 166.

Si un système asymétrique est soumis à une force périodique, l'équation du mouvement est de la forme :

$$x'' + Knx' + n^2 \left(1 + \frac{x}{a}\right) x = bq^2 \cos qt,$$

où les paramètres  $a$ ,  $b$ ,  $n$ ,  $K$ ,  $g$  sont des constantes,  $b$  et  $K$  étant très petits.

L'auteur montre que, pour certaines valeurs de ces constantes,  $x$  peut être considéré comme la résultante de deux mouvements simples, l'un ayant même période que la force et l'autre une période double. Si donc des oscillations asymétriques ont lieu à l'intérieur de la molécule, il y a possibilité de fluorescence monochromatique avec une fréquence d'émission moitié de la fréquence incidente.

ANDREW STEPHENSON. — Sur l'entretien d'un mouvement périodique par *solid friction*. — P. 161-165.

L'entretien d'un mouvement périodique par *solid friction* montre que plus le frottement diminue, plus la vitesse augmente, au moins dans un petit intervalle. Quel que soit le frottement, il y a toujours une position d'équilibre et, dans son voisinage, le mouvement est de la forme :

$$x'' + (K - \lambda)x' + n^2x = 0.$$

où  $\lambda$  est une quantité positive proportionnelle au taux de la vitesse de variation de la force frottante à la vitesse  $v$  relative à l'équilibre. La même équation continue à représenter le mouvement pour de grandes amplitudes si on prend  $\lambda$  égal au taux moyen de changement de la force frottante entre zéro et  $x'$ .

Comme le problème général de déterminer le mouvement stationnaire est très difficile et de peu d'intérêt, l'auteur étudie le cas important de la corde à violon où le mouvement stationnaire se traite aisément.

HUGH MITCHELL. — Note sur les rapports qu'ont entre elles les masses de substances radioactives en équilibre. — P. 40-42.

D'après la loi de transformation des substances radioactives, le taux de désintégration d'une substance active est proportionnel à sa masse.

Une série de substances radioactives en présence est dite en équilibre, quand le rapport de la masse d'une substance à celle d'une autre substance demeure invariable.

Soient  $\xi_n$  et  $x_n$  les nombres d'atomes, aux temps 0 et  $t$ , d'une subs-

tance radioactive  $S_n$ , qui se transforme en une autre  $S_{n+1}$ , à raison de  $\lambda_n x_n$  atomes par unité de temps ( $n = 1, 2, \dots, n$ ). Alors la vie moyenne d'un atome de  $S_n$  est  $\frac{1}{\lambda_n}$  unités de temps, et  $x_n$  satisfait à l'équation :

$$\frac{dx_n}{dt} = \lambda_{n-1} x_{n-1} - \lambda_n x_n.$$

De la discussion de la solution de cette équation, l'auteur tire la conclusion suivante :

Dans un système de substances radioactives en équilibre, le rapport du nombre d'atomes de la substance  $n$  au nombre total des atomes des diverses substances coexistantes précédentes est égal au rapport de la vie moyenne de la substance  $n$ , à la vie moyenne de la première substance présente dans la série.

Ed. SALLES.

J.-G. GRAY et A.-D. ROSS. — Sur les essais magnétiques. — P. 1-11.

Un traitement purement thermique tel que le recuit amène une barre d'acier à un état particulier. C'est la variation de température qui produit cet « état de susceptibilité » (*sensitive state*) déjà décrit par les auteurs (*Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, XXVIII, pp. 239 et 615 ; 1908).

La courbe d'aimantation tracée après que l'échantillon étudié a passé par des températures différentes n'est pas la « véritable » courbe d'aimantation. Exemple : une barre d'acier préalablement rendue neutre a été chauffée à 900° puis soumise, après refroidissement lent, à l'action d'un champ magnétique variant graduellement de 0 à + 9, de + 9 à - 9, puis de - 9 à + 9 C. G. S. La courbe obtenue par la méthode magnétométrique est non seulement dissymétrique, mais ouverte. L'ordonnée du point A d'abscisse + 9 à l'aller est supérieure à la valeur absolue de celle du point d'abscisse - 9 et aussi à l'ordonnée du point d'abscisse + 9 au retour.

Ce dernier point coïncide avec le point anguleux A' de la courbe fermée qu'on obtient en répétant l'expérience après avoir désaimanté complètement l'échantillon. Cette nouvelle courbe d'hystérésis est fermée et symétrique.

La courbe OA' est la courbe d'aimantation de l'échantillon recuit, tandis que OA n'a pas de sens déterminé.

Une variation de température, même beaucoup plus faible que celle de l'exemple choisi, amène la matière magnétique à « l'état de susceptibilité ». Vers 180°, une élévation de 25° fait varier l'aimantation de 10 0/0 dans un champ de 10 C. G. S.

Les auteurs étudient ensuite l'influence de la même cause d'erreur sur les résultats fournis par la méthode de mesure de l'induction magnétique due à Rowland. Comme dans cette méthode, on change le sens du courant dans la bobine magnétisante, au bout d'un certain nombre de renversements, l'erreur devient assez faible.

En particulier, MM. Gray et Ross insistent sur la nécessité qu'il y a, dans l'étude des propriétés magnétiques à basse température, à désaimanter la matière magnétique à la température même des mesures définitives (expérience faite sur une barre d'acier à — 190°).

A.-S. EVE. — Sur l'ionisation de l'atmosphère d'origine radioactive. — P. 26-40.

L'auteur expose l'état actuel de nos connaissances sur cette question.

La quantité d'émanation du radium présente dans l'air peut se mesurer par absorption au moyen du charbon de coco ou par condensation dans l'air liquide. On trouve qu'un mètre cube d'air au voisinage de la Terre contient la quantité d'émanation en équilibre avec  $80 \times 10^{-12}$  grammes de radium. Ce nombre 80 est la moyenne des déterminations de : Eve, 60 ; Satterley, 100 ; Ashman, 89. Les travaux de Rutherford et Geiger permettent d'en déduire que le nombre d'ions produits par centimètre cube par l'émanation (radium A et C) est de 1,63 ions  $\text{cm}^3$  : sec.

Les rayons  $\alpha$  du thorium doivent donner environ 1 ion  $\text{cm}^3$  : sec. Enfin il faut tenir compte de la radiation pénétrante, probablement identique aux rayons  $\gamma$ . Ces rayons proviendraient de la terre. Divers observateurs ont trouvé une diminution notable de l'ionisation quand on passe de la terre à la surface d'un lac (en bateau ou sur la glace), quel que soit le métal constituant l'électroscope. Une certaine indétermination dans les erreurs provenant de cette dernière cause tient probablement à la différence des dispositifs expérimentaux.

L'auteur étudie actuellement cette question : l'ionisation indiquée par un électroscope d'aluminium serait 10 à 20 0/0 plus forte que celle existant dans l'air libre. Les expériences de Wright à Toronto

(en terre ferme) et sur la glace du lac Ontario donnent une différence de 3 ions  $\text{cm}^3$  : sec. due à la radioactivité du sol ; en tenant compte de l'influence des parois de l'électroscope, on trouve le chiffre 2,5 ions  $\text{cm}^3$  : sec. M. Eve essaie de calculer ce nombre à partir des constantes radioactives : la théorie fournit le chiffre 1,6 notablement inférieur. L'ionisation au-dessus de l'océan ne s'explique guère mieux. De plus, les observations faites en ballon n'ont pas permis de constater la très rapide diminution de l'ionisation avec l'altitude que fait prévoir la théorie.

De plus, la valeur théorique de l'ionisation due à la radiation pénétrante est inférieure à celle que donne un électroscope à écran de plomb.

M. Eve termine en citant en post-scriptum les expériences récentes de M. Wulf<sup>(1)</sup>, qui a trouvé une diminution notable de l'ionisation avec l'altitude (en Hollande, 10 ; à Paris, 6 ; au sommet de la Tour Eiffel, 3,5). Il faut noter qu'on ne connaît pas le coefficient d'absorption des rayons  $\gamma$ .

A.-O. RANKINE. — Sur la relation entre la viscosité et le poids atomique des gaz inertes ; application à l'émanation du radium. — P. 45-53.

L'auteur a mesuré précédemment la viscosité des gaz du groupe de l'argon<sup>(2)</sup> et la constante C de l'équation de Sutherland :

$$\eta = \eta_0 \left( \frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{C + T}{C + T_0} \right)$$

(T, température absolue ;  $\eta$  viscosité) ( $T_0 = 273$ ).

	He	Ne	A	Kr	X
$\eta_0 \times 10^4$ .....	1,879	2,981	2,102	2,334	2,107
C .....	70	56	142	188	252

En portant les poids atomiques en abscisses et les viscosités à une même température absolue en ordonnées, on obtient une courbe en zigzag. Au contraire, en comparant les viscosités d'états correspondants, on obtient une parabole tangente à l'axe des ordonnées à l'origine : le carré de la viscosité est proportionnel au poids ato-

(1) *Le Radium*, juin 1910 ; *Phys. Zeitschr.*, 1910.

(2) *Proc. Roy. Soc.*, A, 83, p. 516, et 83, 181.



mique. Les températures choisies par l'auteur sont les températures critiques elles-mêmes. Les valeurs de  $\eta$  sont déduites par extrapolations au moyen de la formule de Sutherland. On trouve :

$$\frac{\eta c^2}{A} = 3,93 \times 10^{-10}$$

(A, poids atomique).

L'argon, le krypton, le xénon se placent bien sur la courbe ; mais il n'en est pas de même de l'hélium dont, il est vrai, le point critique est mal connu (celui du néon est inconnu). On peut d'ailleurs, dans le cas de l'argon, interpoler les résultats de Schmidt (1). Dans le cas de l'argon, le nombre trouvé coïncide à moins de 10/0 avec celui qu'on obtient par extrapolation.

Au contraire, dans le cas de l'hélium, les valeurs de la viscosité calculées par les deux méthodes diffèrent déjà de 26 0/0 à  $T = 80^\circ$ . Comme la température critique de l'hélium est environ  $5^\circ$  absolus, on ne peut qu'extrapoler les résultats de Schmidt ; on trouve ainsi un point qui se rapproche beaucoup de la courbe des autres gaz.

De la relation étudiée on peut déduire la température critique du néon, puisque son poids atomique est connu ; on trouve ainsi  $61,4$  absolus. M. Rankine a calculé cette température par une autre voie (2), il a trouvé ainsi  $62^\circ,7$ .

Le poids atomique et la température critique de l'émanation du radium étant connues, l'auteur en déduit la viscosité au point critique et la constante de Sutherland par les deux méthodes qu'il vient d'appliquer au néon :

$$A = 222, \quad T_c = 377^\circ; \quad C = \frac{T_c}{4,12} \quad \text{et} \quad \eta c^2 = 3,93 \times 10^{-10}A.$$

d'où :

$$\eta_0 = 2,130 \times 10^{-4}.$$

La viscosité de l'émanation à  $0^\circ$  C. est intermédiaire entre celles du néon et du krypton.

La théorie cinétique permet de comparer les volumes moléculaires de l'émanation et de l'hélium, connaissant leurs densités :

$$\frac{v_{Em}}{v_{He}} = 16,97.$$

(1) *Ann. der. Phys.* Vol. 30 fasc. 2 p. 399 ; 1909.

(2) *Proportionnalité de la température critique à la constante de Sutherland Proc. Roy. Soc., A*, 84, p. 190).

Le volume moléculaire de l'émanation est supérieur à celui de tous les gaz inertes ; on peut le calculer aussi en partant directement de la loi d'Avogadro. M. Rankine corrige la valeur obtenue par la première méthode en suivant la théorie de Sutherland, d'après laquelle l'accroissement du nombre de collisions cause une augmentation apparente des dimensions moléculaires.

En partant de la relation parabolique établie expérimentalement de la théorie de Sutherland et des équations fondamentales de la théorie cinétique, M. Rankine trouve que la température critique  $T_c$  est proportionnelle à la quatrième puissance du rayon moléculaire réel. La vérification est satisfaisante, excepté pour l'hélium ; pour Ne, Ar, Kr,  $\frac{S}{\sqrt[4]{T_c}} = 0,433$ , pour Xe 0,444, pour Em 0,438 (He donne 0,669, divergence prévue).

H. LAMB. — Sur le mouvement uniforme d'une sphère dans un fluide visqueux.  
P. 112.

Le professeur Ossen d'Upsal a étudié la distribution des vitesses pour les points assez distants de la sphère et modifié ainsi la théorie de Stokes. M. Lamb arrive au même résultat par une méthode simplifiée.

A. GRUMBACH.

## ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XXXIV ; n° 1, 1911

HANS CASSEBAUM. — Propriétés de l'acier fondu doux au delà de la limite de proportionnalité.— P. 106-130. (Diss. inaug. de Göttingen : 3 planches hors texte.)

Recherches purement qualitatives valables seulement pour l'échantillon essayé, dont on a étudié l'allongement et la vitesse d'allongement en fonction de la vitesse de déformation, produite par une machine d'Amsler et Laffon ; l'auteur considère ses résultats comme de simples indications en vue de recherches systématiques et quantitatives ultérieures.

KARL NEUSCHELER. — Étude des vibrations sonores stationnaires à l'aide du thermomètre à résistance. — P. 131-160. (Diss. de Tübingen.)

Aux nœuds d'un tuyau d'orgue, la température éprouve des variations adiabatiques sinusoidales, dont l'amplitude peut être calculée par la relation connue :

$$\delta\theta = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot \frac{\theta}{p} \delta p,$$

où  $\theta$  représente la température absolue,  $p$  la pression moyenne,  $\delta p$  l'amplitude de la variation de pression,  $\gamma$  le rapport des chaleurs spécifiques du gaz vibrant.

Pour suivre cette variation, l'auteur installe au fond d'un tuyau fermé un thermomètre à résistance (fil de quartz argenté ou fil à la Wollaston) monté en bolomètre sur un pont de Wheatstone équilibré; toute variation de température se traduit alors par une déviation galvanométrique qui permet de calculer cette variation en fonction du coefficient de température du fil, des résistances du pont, et de l'intensité du courant principal. Le galvanomètre employé était un galvanomètre à corde d'Einthoven<sup>(1)</sup> réglé de manière à pouvoir servir d'oscillographe. Pour s'assurer que le courant sinusoidal créé dans le galvanomètre par la mise en vibration du tuyau était bien dû à la variation adiabatique de température, l'auteur a disposé son bolomètre au fond du tuyau dans une sorte de capsule fermée par une membrane de caoutchouc très mince et non tendue, tournée vers l'embouchure; la capsule pouvait être remplie à volonté d'air ou de gaz carbonique; on a trouvé que le rapport des variations de température (déduites de l'observation du galvanomètre) pour l'air et le gaz était bien égal au rapport des valeurs correspondantes de  $\frac{\gamma - 1}{\gamma}$ .

L'auteur signale en passant la possibilité de mesurer ainsi, avec une exactitude satisfaisante, la valeur de  $\gamma$  pour des gaz dont on ne posséderait que quelques centimètres cubes.

Le courant traversant le bolomètre le maintenait à une température de 150°; ce sont donc les variations adiabatiques du fil autour de cette température, et non celles du milieu ambiant, que l'on peut ainsi mesurer; la différence entre ces deux sortes de variations dépend du diamètre du fil, c'est-à-dire de son inertie; des expériences

(1) *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. III, p. 369; 1904.

comparatives faites avec des fils de diamètres différents ont montré que cette différence ne dépasse pas 1 0/0.

Avec un fil de 1  $\mu$ . de diamètre, une pression à la soufflerie de 12 centimètres d'eau et un son de 100,5 périodes, on a trouvé à 18° une variation de  $\pm 0^{\circ},130$ , qui, étant donnée l'erreur probable sur la valeur des constantes de l'expérience, ne doit pas différer plus de 5 0/0 de la variation adiabatique de température de l'air du tuyau.

On déduit de là, par des calculs simples : amplitude d'élongation, 0<sup>cm</sup>,058; vitesse maximum d'une particule d'air, 37  $\frac{\text{sec}}{\text{cm}}$ ; densité d'énergie de la vibration, 0,44  $\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$ .

F. REICHE. — Calcul d'un phénomène simple de réfraction au moyen du principe d'Huygens. — P. 177-181.

Il s'agit de la réfraction d'une onde plane par un dioptré cylindrique limité par un diaphragme s'appuyant sur deux génératrices. L'auteur calcule la valeur du vecteur de Hertz en un point du second milieu; il utilise dans ce but les fonctions cylindriques de Hankel, et, dans le cas où l'ouverture libre du cylindre est faible, retrouve ce fait bien connu que la parallèle aux génératrices menée dans le plan axial à une distance  $R \frac{n}{n-1}$  du sommet est une ligne focale.

M. LA ROSA. — Sur la fusion du carbone au moyen de l'effet Joule. — P. 95-105.

Une baguette de charbon de 1, 2 ou 3 millimètres de diamètre, solidement maintenue à ses extrémités par des pinces en charbon, est traversée par un courant qui peut croître graduellement jusqu'à 60 ampères, puis, par une mise en court-circuit, passer brusquement à 90 ampères; on peut aussi la mettre immédiatement en court-circuit.

Quand on donne brusquement la valeur maximum, la tige vole en éclats, vraisemblablement à cause d'un brusque accroissement de pression des gaz à l'intérieur et de la formation soudaine de vapeur de carbone; les fragments peuvent à peine être distingués au microscope de fragments de la même baguette qui n'auraient pas été chauffés. Quand on augmente graduellement le courant, le charbon le supporte mieux pendant quelques instants, et s'incurve alors nettement; on a pu quelquefois arriver à supprimer le courant avant que le fil n'ait sauté; mais le plus souvent il se rompt assez vite;

dans les deux cas, sa transformation en graphite témoigne de la haute température à laquelle il a été porté.

Si on met brusquement en court-circuit le fil déjà très chaud, il éclate également, mais cette fois les fragments, entièrement transformés en graphite, présentent nettement des parties arrondies. Si on détermine l'explosion à l'intérieur d'une enceinte en porcelaine, on trouve sur les parois des taches grises dont la partie centrale se distingue nettement au microscope de la partie périphérique; la première, extraordinairement adhérente, est formée de graphite; la seconde, d'une très fine poussière rappelant le noir de fumée; entre les deux est une zone formée de parcelles de graphite extrêmement ténues, et montrant les couleurs des lames minces.

L'ensemble de ces faits ne peut guère s'expliquer que par un commencement de fusion, et montre qu'avant sa fusion le charbon se ramollit et perd sa résistance mécanique. Il n'a pas été possible de trouver trace de cristallisation; la température devait donc être beaucoup plus basse que dans l'arc chantant ou l'étincelle; le charbon employé étant encore plus pur que celui que Moissan n'a pu réussir à fondre (0,08 de cendres au lieu de 0,4 0/0), il ne semble pas possible d'admettre la formation dans ces expériences de quelque combinaison fusible.

P. LUGOL.

A. EINSTEIN. — Remarque sur la loi d'Eötvös. — P. 165-174.

La loi d'Eötvös applicable aux liquides s'exprime par la relation :

$$\gamma v^{\frac{2}{3}} = k(\tau - T)$$

$\gamma$ , tension superficielle;  $v$ , volume moléculaire;  $k$ , constante universelle;  $T$ , température;  $\tau$ , une température voisine du point critique du corps considéré).

En négligeant les variations de  $v$  avec la température vis-à-vis de celles de  $\gamma$  et en s'appuyant sur la loi des états correspondants et sur la règle de Trouton, l'auteur met l'équation d'Eötvös sous la forme suivante :

$$u_f = \left( \gamma - T \frac{d\gamma}{dT} \right) v_s^{\frac{2}{3}} = k' u_i.$$

$u_f$  est l'énergie nécessaire pour accroître la surface de la substance de la surface d'une molécule-gramme;  $u_i$  l'énergie à fournir pour vaporiser une molécule-gramme;  $k'$ , une nouvelle constante universelle.

M. Einstein cherche à retrouver cette relation par des considérations cinétiques. Si on néglige les dimensions moléculaires vis-à-vis du rayon de la sphère d'action, ou aboutit à une impossibilité. Au contraire, en supposant que ces quantités sont de même ordre de grandeur, on obtient un résultat voisin de la réalité. L'auteur attribue aux molécules une distribution réticulaire, le rayon d'action étant triple du rayon moléculaire. Il trouve ainsi :

$$\frac{u_f}{u_i} = 3 \cdot 10^{-9}.$$

L'expérience donne pour le mercure et le benzène les nombres :  $5,18 \cdot 10^{-9}$  et  $5,31 \cdot 10^{-9}$ .

M. Einstein fait remarquer que les substances qui s'écartent de la loi des états correspondants ont en général des molécules très petites ; la sphère d'action serait peut-être très grande vis-à-vis de celles-ci.

A. EINSTEIN. — Relation entre l'élasticité et la chaleur spécifique des corps solides monoatomiques. — P. 170-174.

L'auteur développe, par une méthode personnelle, une idée de Sutherland (*Phil. Mag.*, 1910, p. 657), qui a remarqué que les fréquences des vibrations infra-rouges sont de l'ordre de celles des vibrations élastiques dont la demi-longueur d'onde est égale à la distance de deux molécules voisines. M. Einstein, dans le cas des molécules monoatomiques, dispose les molécules sur un réseau comme dans la note précédente et calcule d'une part la fréquence propre des vibrations, d'autre part la compressibilité. La combinaison des deux équations fournit une relation entre la longueur d'onde  $\lambda$  dans le vide et la compressibilité  $K$  :

$$\lambda = 1,08 \cdot 10^9 M^{\frac{1}{3}} \rho^{\frac{1}{6}} \sqrt{K}.$$

( $\rho$  est la densité).

La théorie du rayonnement de Planck donne une relation entre la chaleur spécifique au voisinage du zéro absolu et  $\lambda$ . Pour l'argent, seul corps monoatomique dont la chaleur spécifique à basse température soit connue avec précision, grâce aux mesures de Nernst, on calcule ainsi :

$$\lambda = 90 \cdot 10^{-4}.$$

En partant, au contraire, de la compressibilité mesurée par Grüneisen :

$$\lambda = 73 \cdot 10^{-4}.$$

A. ESAU. — Résistance et self-induction des bobines parcourues par du courant alternatif. — I. Bobine à une seule couche, p. 57-80 ; II. Bobines à plusieurs couches. — P. 81-94.

1. Dans la première partie de son travail, l'auteur montre comment par la méthode de Wien <sup>(1)</sup>, on peut rétablir la formule de Sommerfeld <sup>(2)</sup> donnant le rapport de la résistance en courant alternatif de fréquence  $\frac{n}{2\pi}$  à la résistance en courant continu d'une bobine de fil à section rectangulaire, de dimension  $2\rho$  perpendiculairement à l'axe et de dimension  $2b$  parallèlement à cet axe. En supposant que le champ reste homogène dans l'intérieur du solénoïde, Esau étend cette formule au cas où les spires ne sont pas jointives elle se réduit à :

$$\frac{R_a}{R_c} = 1 + \frac{2}{3} \frac{\alpha'^4}{5!}$$

pour les faibles valeurs de  $\alpha'$ , et pour  $\alpha' > 6$  à :

$$\frac{R_a}{R_c} = \frac{\alpha'}{2},$$

l'expression générale étant

$$\frac{R_a}{R_c} = \frac{1 + \frac{\alpha'^4}{5!} + \frac{\alpha'^5}{9!} + \dots}{1 + \frac{2\alpha'^4}{6!} + \frac{2\alpha'^8}{10!} + \dots}$$

avec

$$\alpha' = 4\rho \sqrt{\frac{2b}{g}} \sqrt{2\pi n\sigma},$$

$g$  étant le pas de l'enroulement,  $\sigma$  la conductivité du métal.

Des mesures faites au pont à téléphone pour des fils de section carrée de 0<sup>cm</sup>,3 de côté et pour des valeurs de  $\alpha' < 6$ , ont montré que cette formule, établie seulement dans le cas où le rayon d'enroulement est grand par rapport aux dimensions du fil, conduit à des résultats très voisins des résultats expérimentaux, tant que la distance des spires n'est pas supérieure à trois fois la largeur du fil.

L'auteur montre également que la formule de Picciati <sup>(3)</sup>, établie pour des fils de section circulaire et qui, pour les oscillations rapides, se réduit à :

$$\frac{R_a}{R_c} = 1,2335\rho \sqrt{2\pi n\sigma},$$

<sup>1)</sup> WIEN, *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série t. III, p. 859 ; 1904.

<sup>2)</sup> SOMMERFELD, *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série t. IV, p. 654 ; Voir aussi BLAKE, *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série t. V, 685 ; 1906.

<sup>(3)</sup> PICCIAI, *Il Nuovo Cimento*, 11 décembre 1906, p. 351.

$\rho$  étant le diamètre du fil, donne des indications conformes aux résultats expérimentaux si on la met sous la forme :

$$\frac{R_a}{R_c} = 1,234\rho \sqrt{\frac{2\rho}{g}} \sqrt{2\pi n\sigma}.$$

Ni la formule de Cohen relative aux fils de section carrée de côté  $2a$  qui devient pour les fréquences élevées :

$$\frac{R_a}{R_c} = 2a \left(\frac{2a}{g}\right)^2 \sqrt{2\pi n\sigma_s},$$

ni la formule de Nicholson <sup>(2)</sup>, relative au cas où les spires ne sont pas jointives, ne s'accordent avec les résultats expérimentaux d'Esau.

L'auteur a également comparé les résultats obtenus dans la détermination du coefficient de self-induction de ses bobines avec la formule indiquée par Coffin <sup>(3)</sup> :

$$\frac{L_n - L_\infty}{L_\infty} = \frac{2}{3} \frac{2\rho}{r - \rho} q',$$

formule dans laquelle  $L_\infty$  représente le coefficient de self-induction calculé en supposant que le courant ne circule qu'à la périphérie de la bobine,  $r$  le rayon moyen de la bobine,  $q'$  est une fonction de l'argument  $\alpha$  tel que :

$$\alpha = 4\rho \sqrt{\frac{2b}{g}} \sqrt{2\pi r\sigma}.$$

Esau donne une table de  $q'$  <sup>(1)</sup> en fonction de  $\alpha$ . Pour les basses fréquences, la formule de Coffin se réduit à :

$$\frac{L_n - L_\infty}{L_\infty} = \left(1 - \frac{\alpha^4}{630}\right) \frac{4}{3} \frac{\rho}{r - \rho}$$

et pour les fréquences élevées à :

$$\frac{L_n - L_\infty}{L_n} = \frac{1}{\sqrt{\frac{2b}{g}} \sqrt{2\pi n\sigma}} \frac{1}{r - \rho}$$

L'auteur trouve entre la formule et les résultats expérimentaux une concordance de l'ordre de 1 0/0.

(1) COHEN, *Bulletin du Bureau of Standards*, vol. IV, n° 1; NICHOLSON, *Philosophical Magazine*, t. XIV, p. 77; 1910.

(2) COFFIN, *Proceedings of America Academy of Arts and Sciences*, t. XLI, n° 34, p. 799; 1908.

(3) On a :

$$q = \frac{3 \sin \text{hyp} . \alpha - \sin \alpha}{\alpha \cos \text{hyp} . \alpha - \cos \alpha}.$$



II. Dans la deuxième partie de son travail, l'auteur s'occupe des bobines à plusieurs couches étudiées par Wien dans le cas des fils à section circulaire. Il arrive pour les fils à section carrée de côté égal à  $\rho$  à la formule :

$$\frac{R_a - R_c}{R_c} = \frac{16}{3} \rho^4 \pi^2 m^2 \sigma^2 n^2,$$

$m$  étant le nombre de couches. Cette formule, qui ne diffère que par le facteur numérique de celle de Sommerfeld  $\left(\frac{64}{9}$  au lieu de  $\frac{16}{3}\right)$ , la différence étant due à l'hypothèse relative à la diminution du champ dans la longueur de la bobine, convient seulement pour des bobines longues, de basses fréquences et pour des fils minces.

Pour des bobines plates de fil à section carrée de côté  $2\rho$ , Esau propose la formule (1) :

$$\frac{R_a - R_c}{R_c} = \frac{16}{3} \frac{\rho^6 \pi^2 m^2 \sigma^2}{(r_1 + r_2)^2} \left[ 1 + \frac{3r_1^2}{(r_1 + r_2)^2} \right] n^2,$$

$m$  étant le nombre de spires,  $r_1$  et  $r_2$  les rayons extérieurs et intérieurs de la bobine.

Au point de vue expérimental, il se borne à vérifier, pour des fréquences allant jusqu'à 6000 les formules, de Wien pour les fils ronds ; les fils employés avaient 0<sup>cm</sup>,2 de diamètre. Il constate que ces formules ne s'appliquent guère que lorsque  $3\rho \sqrt{2\pi n \sigma}$  est plus petit que 3 ; la concordance est d'autant meilleure que le nombre des couches est plus grand.

Les expériences montrent également que la diminution de la self-induction, toutes choses égales d'ailleurs, est proportionnelle au nombre de couches.

L'auteur montre enfin par des considérations théoriques que l'accroissement de résistance doit être, toutes choses égales d'ailleurs, moindre pour les bobines à une seule couche que pour les bobines à plusieurs couches.

(1) Pour des fils à section circulaire et dans le cas des bobines plates, Wien avait proposé la formule :

$$R_a - R_c = \frac{\pi^4 m^3 \rho^4 \sigma}{(r_1 + r_2)} \left[ 1 + \frac{3r_1^2}{(r_1 + r_2)^2} \right]^2 n^2.$$

O. GROTRIAN. — Le cylindre de fer dans le champ magnétique uniforme.  
P. 4-56.

L'auteur cherche à appliquer les résultats d'un travail antérieur<sup>(1)</sup> à la construction des surfaces de niveau et des lignes de force d'un barreau cylindrique de fer doux. Cette recherche porte sur deux barreaux, l'un plein de 15 centimètres de long et de 5 centimètres de diamètre, l'autre creux ayant les mêmes dimensions extérieures et un diamètre intérieur de 4 centimètres. La partie expérimentale consiste à déterminer le flux qui traverse diverses sections droites du barreau et aussi celui qui sort par les plans terminaux à travers des cercles de rayon variable ayant leur centre sur l'axe du cylindre.

Pour le cylindre creux, l'auteur étudie également le flux qui traverse une spire d'épreuve déplacée perpendiculairement à l'axe dans la cavité intérieure. Ce flux est du reste très faible par rapport à celui qui sort par la surface extérieure. Cette détermination se fait par la méthode balistique en utilisant le procédé de répétition pour en augmenter la sensibilité.

Dans les champs faibles où s'est placé l'auteur, les flux sont proportionnels aux intensités du courant circulant dans l'enroulement magnétisant. Il peut rapporter ainsi toutes ses expériences à un courant de 0,01 ampère (champ de 0,41597 gauss), pour lequel il donne des tableaux montrant, en fonction de la distance  $l$ , la variation du flux  $\mathcal{F}_0$ .

Les résultats de ces expériences peuvent être représentés par des formules empiriques. Ainsi, pour le cylindre plein, on a sur la surface latérale :

$$\mathcal{F}_0 = \mathcal{F}_m + A \log \cos(\alpha \cdot l),$$

$\mathcal{F}_m$  étant le flux dans le plan équatorial,  $l$ , la distance de la spire d'épreuve mesurée sur la périphérie du cylindre, à la section équatoriale du cylindre,  $A$  et  $\alpha$  des constantes. Pour les surfaces terminales, on a, par exemple pour la région centrale :

$$\mathcal{F}_0 = B\rho^2 e^{k\rho},$$

$B$  étant une constante,  $\rho$  le rayon du cercle envisagé. Ces formules permettent de calculer  $\frac{\partial \mathcal{F}_0}{\partial l}$ , quantité qui, pour la surface terminale, est équivalente à  $\frac{\partial \mathcal{F}_0}{\partial \rho}$ .

(1) *J. de Phys.* 4<sup>e</sup> série, t. VII, p. 962 ; 1908.

La connaissance, pour diverses valeurs de  $l$ , de cette grandeur permet tout d'abord à l'auteur de calculer la densité en chaque point de la couche magnétique d'action équivalente à celle du barreau. Il cherche également à appliquer la méthode qu'il avait indiquée précédemment pour le tracé des surfaces de niveau et des lignes de force, mais il constate que, si cette méthode donne des résultats exacts dans la région équatoriale, les résultats auxquels elle conduit dans la région polaire sont en contradiction avec ceux qu'on peut relever expérimentalement par la méthode des spectres magnétiques en tenant compte de la loi de réfraction tangentielle.

La remarque faite dans cette expérience, qu'au voisinage des angles du barreau les lignes de force sont inclinées à 45 degrés sur l'axe, le conduit à un nouveau procédé de calcul qu'il applique non seulement pour le tracé des lignes de force, mais aussi pour la détermination du champ magnétisant en divers points du barreau.

En particulier, pour la région médiane, le facteur démagnétisant moyen est :

$$N = 0,9530$$

alors que pour un ellipsoïde de révolution ayant même cercle équatorial et un grand axe égal à la hauteur du barreau, on aurait eu

$$N = 1,3637.$$

Pour le fer étudié, dans le champ envisagé, l'auteur a trouvé

$$\mu = 202 \quad K = 16.$$

R. JOUAUST.

---

#### PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

Tome XII; 1911

JOHANN KOENIGSBERGER. — Sur la détermination du nombre des particules oscillantes dans les vapeurs, dans les solutions et dans les gaz incandescents. — P. 1-5.

On sait que la dispersion et l'absorption du rayonnement électromagnétique dans une substance permet de déterminer, grâce à la théorie de Ketteler-Helmholtz et au moyen des formules de Drude, de Lorentz et de Planck, le nombre des particules oscillantes. Au point de vue pratique, les mesures d'absorption sont beaucoup plus

simples que les mesures de dispersion et peuvent n'être effectuées que pour deux longueurs d'onde dont l'une est arbitraire.

Les expériences de l'auteur ont porté principalement sur la vapeur d'indigo  $C^{16}O^2H^{10}N^2$  et sur les dissolutions de permanganate de potassium de concentration égale à 0,000166. Pour ce dernier cas, il a été tracé une courbe qui donne l'indice d'absorption  $\kappa$  en fonction de la longueur d'onde entre 5.000 et 5.500 U.  $\lambda$  A et l'on tire de la règle d'Avogadro :

$$p \frac{e}{m} = 7,4 \cdot 10^3;$$

il y a donc environ, pour cette concentration de permanganate, un électron sur 500 molécules qui absorbe la lumière au voisinage de  $\lambda = 5.525$ .

Ces expériences d'absorption ont conduit en outre l'auteur à admettre qu'une absorption propre sélective sur une grande étendue correspond à un état normal des gaz et des vapeurs à la température ordinaire. Au contraire, les raies fines d'absorption doivent être attribuées à une autre catégorie de molécules, qui se présentent d'ailleurs moins souvent et qui indiquent peut-être l'existence de phénomènes d'équilibre chimique.

REUDOLF LADENBURG. — Sur le quotient du pouvoir émissif de l'hydrogène incandescent par son pouvoir absorbant. — P. 5-9.

L'auteur poursuit ses expériences sur les propriétés absorbantes de l'hydrogène incandescent, expériences qui furent le point de départ d'une discussion entre R. Ladenburg, A. Pflüger et H. Konen (1). Ici le montage se compose d'un tube de 25 centimètres de long, où l'hydrogène est à une pression d'environ 2 millimètres de mercure. Le tube est excité au moyen d'une source à 20 000 volts, et c'est au voisinage de la raie H que l'étude a été effectuée.

L'expérience montre que le quotient  $\frac{A_\lambda}{E_\lambda}$  du pouvoir émissif par le pouvoir absorbant à l'intérieur de la raie spectrale H varie avec les conditions d'excitation; l'auteur trace différentes courbes représentatives; en outre, si l'on essaie de calculer la « température » de l'hydrogène par comparaison avec le pouvoir émissif  $e_\lambda$  d'un corps noir tel que :

$$e_\lambda = \frac{A_\lambda}{E_\lambda},$$

(1) A. PLÜGER, *Phys. Zeitschr.*, XI, 663, 1910.

on obtient pour les différentes longueurs d'onde d'une même ligne d'absorption, des températures différentes.

RUDOLF LADENBURG. — Remarques astrophysiques au sujet d'expériences sur l'absorption et la dispersion anormale de l'hydrogène incandescent. — P. 9-12.

Application de l'étude précédente à divers points d'astronomie physique et notamment à la constitution du Soleil.

PETER PAUL KOCH. — Nombre des centres d'émission lumineux et rapport des intensités des différents ordres d'interférence. Remarque sur un travail de Stark. — P. 12-14.

Barth a publié récemment (*Sitzungsber. der K. Akadem. der Wissenschaften in Wien*, CXIX, 779; 1910) un important mémoire, où il indique les résultats qu'il a obtenus en comparant, au moyen d'une méthode photographique et photométrique, l'énergie des diverses raies spectrales dans les spectres de différents ordres produites au moyen d'un réseau de diffraction; Les sources de lumière employées étaient l'arc électrique (intensité  $10^3$ ) et la lampe à vapeur de mercure (intensité 1). Peter-Paul Koch, de Munich, reprend, en les discutant, les diverses conséquences que Barth a tirées de ses expériences. Se basant sur des observations personnelles, il indique que l'interprétation du noircissement des plaques photographiques sèches ne permet pas de compter sur une aussi grande précision que l'auteur l'a supposé, et il conclut en souhaitant vivement une amélioration notable de cette technique, qui conduira sans doute à des conceptions nouvelles sur les principes de l'optique et sur la nature de la lumière.

MARCEL BOLL.

W. VOLKMANN. — Les limites de puissance de la lecture d'une échelle par réflexion. — P. 30-32.

En photographiant à travers une bonne lunette (objectif de 35 centimètres de foyer, oculaire de 2 centimètres) une règle divisée celluloïd sur bois, éclairage solaire) placée à 5 mètres de diaphragmes de diamètres différents et comparables aux diamètres des miroirs de galvanomètres, l'auteur a obtenu des images montrant le trouble croissant apporté par la diffraction à mesure que l'ouverture diminue; elles montrent également que la limite de définition est bien donnée

*J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I. (Février 1914.)

12

par la théorie connue, d'après laquelle les traits d'une échelle en millimètres cessent d'être distincts quand elle est éloignée du miroir de plus de 4 000 fois le rayon de ce miroir. P. LUGOL.

BR. GLATZEL. — Expérience de démonstration sur la réception de l'énergie dans le circuit du courant alternatif. — P. 30.

Il s'agit d'une disposition expérimentale permettant de mettre en évidence la valeur momentanée du produit  $e i$  à un instant déterminé de la période d'un courant alternatif, suivant différentes valeurs de la phase entre l'intensité et la tension. On étudie ainsi l'énergie cédée par la machine au circuit ou inversement par le circuit à la machine dans différents cas, en faisant varier dans le circuit résistance, self et capacité.

Le dispositif essentiel comprend un wattmètre dont la bobine-intensité est en relation constante avec le courant, tandis que la bobine-tension n'est mise en circuit que momentanément, toujours au même moment de la période, par le jeu d'un disque de Joubert calé sur l'axe de l'alternateur.

Le schéma de l'expérience et des courbes représentant les résultats dans quatre cas principaux (résistance, self, résistance avec self, capacité) accompagnent la communication de M. Glatzel.

DESSAUER. — Recherches avec les bobines d'induction et les tubes de Röntgen. P. 14-17.

Électricité médicale.

A. GALLOTTI.

---

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE ;

T. LXXV ; 1911.

VORLANDER et HUTH. — Le caractère de la double réfraction chez les cristaux liquides. — P. 641-651.

Tous les cristaux sont uniaxes, l'axe étant perpendiculaire à la lame de verre pendant l'observation ; mais les uns présentent en lumière polarisée circulairement les phénomènes de pléochroïsme, colorations superficielles, ils ont la biréfringence négative ; ceux qui ne présentent pas ces phénomènes ont la biréfringence positive ; un même corps peut donner des cristaux liquides des deux espèces.

BATSCHINSKI. — La recherche du degré d'association moléculaire des liquides. — P. 665-673.

Ramsay et Shields ont indiqué pour les liquides, entre la tension superficielle  $\gamma$  et le poids moléculaire  $M$ , une relation :

$$(1) \quad \gamma (xMv)^{\frac{2}{3}} = 2,12 (T_k - T - 6),$$

dans laquelle  $x$  représente le degré d'association moléculaire à la température absolue  $T$  et sous le volume spécifique  $v$ ,  $T_k$  désignant la température critique absolue. Or celle-ci doit dépendre de  $x$ ; en effet, elle est reliée aux coefficients  $a$ ,  $b$ ,  $R$ , de l'équation de Van der Waals :

$$T_k = \frac{8a}{27bR},$$

et de ces constantes  $b$  seul est indépendant de  $x$  puisqu'il représente le covolume, et par suite aussi le volume critique  $= 3b$ . Mais on peut déterminer dans chaque cas  $T_k$  en fonction de la viscosité  $\eta$  par la relation empirique :

$$(2) \quad \frac{T_k}{(\eta T^{\frac{2}{3}})^{\frac{1}{7}} \varphi^{\frac{1}{7}}} = 16,31,$$

qui est la généralisation de la même formule établie pour les liquides où  $x = 1$ . Donc les mesures de  $\varphi$ ,  $\eta$ ,  $\gamma$ , donnent pour chaque température la valeur de  $x$ . Elle est en générale supérieure à celle que donne la relation (1). A 20°,  $x = 3,43$  pour  $\text{CH}^3\text{OH}$ ,  $x = 4,43$  pour  $\text{C}^2\text{H}^5\text{OH}$ ,  $x = 3,47$  pour  $\text{CH}^3\text{CO}^2\text{H}$  et  $x = 2,13$  pour  $\text{H}^2\text{O}$ .

HIRNIAK. — La question des réactions périodiques. — P. 675-680.

Etude thermodynamique de la transformation mutuelle de trois isomères et calcul des relations donnant la période et l'amplitude.

PRINS. — Les cristaux mixtes chez les liquides cristallisés et la loi des phases. P. 684-684.

Réponse aux critiques de Lehmann (t. LXXIII, p. 598; 1910).

SEBOR. — Remarque sur la loi des dilution d'Ostwald. — P. 685-686.

Une conséquence mathématique d'un travail de Bredig sur l'hydrolyse (t. XIII, p. 321 ; 1894) montre que cette loi :

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha} \frac{1}{n} = k,$$

où  $\alpha$ , est le degré de dissociation,  $n$  le nombre de corps dissous, est une loi limite, valable seulement quand les électrolytes n'ont aucun ion commun.

GINNECKEN. — Le sulfate mercurieux comme dépolarisant dans l'élément Weston-Clark. — P. 687-709.

La théorie de Hulett (*Phys. Rev.*, t. XXVII, p. 360 ; 1908) correspond mal aux faits ; mais l'idée qui en est la base est bonne et peut contribuer à expliquer les phénomènes compliqués qui se passent dans l'élément normal.

MARC. — L'absorption par les cristaux (5<sup>e</sup> partie : Crystallisation dans les solutions aqueuses). — P. 710-732.

La coloration des cristaux est un phénomène d'absorption, et le partage de la matière colorante entre le cristal et la dissolution suit une loi exponentielle :

$$a = kl^n ;$$

$a$  est la quantité absorbée,  $l$  celle qui reste en dissolution,  $K$  et  $n$  deux constantes dont la dernière varie entre  $\frac{1}{3}$  et 1. L'absorption de différentes matières colorantes n'est pas fonction de leur nature, mais de la nature cristallographique de la surface absorbante.

TAMMANN. — Le diagramme d'état de l'iode d'argent. — P. 733-762.

L'étude complète est faite entre  $-180^\circ$  et  $140^\circ$  pour des pressions comprises entre 0 et 3.500 kilogrammes par centimètre carré, et le diagramme ressemble beaucoup à celui de l'eau. L'iode dit amorphe est identique à l'iode cristallisé. A. SÈVE.



## SUR LES SPECTRES DE DISSOCIATION ET SUR LEURS PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES (1);

Par M. A. DE GRAMONT.

Avant d'exposer des recherches sur les indications quantitatives que peuvent donner les spectres d'émission, ou de faire connaître les raies les plus sensibles susceptibles de caractériser les plus faibles quantités reconnaissables pour chaque élément, j'ai cru utile de résumer ici des travaux antérieurs, publiés dans divers recueils, sur les *spectres de dissociation*.

J'ai reconnu il y a plusieurs années (2) que l'étincelle de décharge d'un condensateur électrostatique (de 0,002 à 0,02 microfarad environ) fournit, en éclatant à la surface d'un composé, un spectre complexe où *tous* les éléments constitutifs du composé sont libérés et donnent, chacun indépendamment, leurs spectres de lignes individuels.

Le spectre d'ensemble résultant peut être considéré comme la superposition des spectres des composants, où, bien entendu, les raies les plus intenses d'un élément peuvent éclipser les lignes plus faibles d'un autre élément qui sont dans son voisinage immédiat.

Les *métalloïdes*, aussi bien que les métaux, peuvent ainsi fournir à l'air libre et à la pression ordinaire, leurs spectres de lignes, qui, pour la plupart d'entre eux, avaient été obtenus seulement avec des tubes à gaz raréfiés de Plücker ou de Salet.

De plus l'étincelle condensée jaillissant entre des électrodes revêtues de métalloïdes libres m'a donné les spectres de lignes de ceux-ci sans les enflammer. Si l'on intercale une self-induction, ou si l'on retranche du circuit toute capacité, le métalloïde s'enflamme aussitôt en donnant un spectre à peine visible et qui, à première vue semble continu. Cette expérience est surtout frappante avec le soufre, le sélénium et l'arsenic.

— Les spectres des *composés* fournissent donc bien ainsi de véritables *spectres de dissociation*, permettant de reconnaître dans un même spectre tous les corps présents dans l'étincelle. Il y a là une méthode générale d'investigation que j'ai poursuivie, d'abord dans

<sup>1</sup> Communication faite à la Société française de Physique, séance du 3 juin 1910.

<sup>2</sup> *Comptes rendus*, t. CXVIII et CXIX (1894), t. CXX et CXXI (1895).

la partie visible du spectre, puis à partir de 1900, par les procédés photographiques dans toute la région ultra-violette que l'air n'arrête pas.

Si, à l'étincelle du condensateur rechargé continuellement par la bobine, on substitue la décharge directe de celle-ci, en retranchant le condensateur du circuit, l'étincelle ne fournit plus que quelques raies brillantes des métaux qui, dans le cas des composés solides, se détachent sur un fond lumineux dû à l'incandescence des fragments. Avec les composés liquides ou en fusion, les raies persistantes des métaux peuvent être mêlées aux bandes dues au composé lui-même, non ou incomplètement dissocié. L'étincelle de la bobine seule ne donne donc pas de véritables spectres de dissociation.

Ces derniers offrent seuls un procédé général de recherche spectrale.

Nous rencontrerons d'abord les spectres de dissociation dans l'analyse spectrale directe des minéraux, où je les ai reconnus pour la première fois, puis dans les sels en fusion où j'en ai fait une étude particulière, au point de vue des métalloïdes surtout, dans les sels alcalins.

I. *Analyse spectrale directe des minéraux* <sup>(1)</sup>. — Le point de départ de ces recherches sur les spectres des minéraux a été l'hypothèse qu'un grand nombre de ceux-ci présentant l'éclat métallique pouvaient être suffisamment bons conducteurs de l'électricité pour fournir une étincelle entre deux de leurs fragments reliés chacun à l'un des pôles d'une source d'électricité. Cette supposition a été confirmée par l'expérience et j'ai reconnu que la plupart des minéraux contenant des métaux lourds, tels que la pyrite, la galène, l'argyrite sont assez bons conducteurs pour donner ainsi une étincelle fournie par une bobine d'induction, et qui observée au spectroscopie m'a permis d'y reconnaître d'abord les spectres des métaux présents dans ces minéraux <sup>(2)</sup> puis celui du soufre <sup>(3)</sup>, du sélénium <sup>(4)</sup>, et enfin les propriétés générales des spectres de dissociation que nous avons vues précédemment.

J'ai donc été amené à faire de cette méthode d'analyse spectrale

<sup>(1)</sup> Thèse de doctorat, 1 vol. in-8°. Paris, Béranger, 1895; et *Bull. Soc. fr. de Minéral.*, 1895.

<sup>(2)</sup> *Comptes rendus*, 12 mars 1894, 2 avril 1894.

<sup>(3)</sup> *Comptes rendus*, 2 juillet 1894.

<sup>(4)</sup> *Comptes rendus*, 8 avril 1895.

directe des minéraux, non seulement un caractère spécifique important pour le diagnostic des minéraux conducteurs et des minerais métalliques, mais aussi une méthode générale d'examen de leur composition chimique complète, montrant pour la plupart des éléments une grande sensibilité.

Les deux fragments du minéral à étudier, aussi petits que ceux destinés aux essais au chalumeau, sont saisis entre des pinces à bout de platine, opposées par le sommet, mobiles le long de la crémaillère d'un support vertical, et reliées aux pôles d'une bobine d'induction, même de petite taille (donnant au moins cependant 2 à 3 centimètres d'étincelle sans condensateur) dans le secondaire de laquelle on peut intercaler à volonté une ou plusieurs bouteilles de Leyde qui permettent d'obtenir un spectre de dissociation du minéral, mélangé au spectre de lignes de l'air. L'intensité de ce dernier est très diminuée si l'on raccourcit jusqu'aux environs d'un millimètre, la distance d'éclatement entre les deux morceaux de minéral. On installe, d'autre part, une coupure à distance variable dans le même circuit pour régler le potentiel de décharge des bouteilles de Leyde.

L'observation du spectre peut se faire avec un spectroscopie ordinaire à un prisme, de préférence du type à dispersion et échelle réglables que j'ai décrit (<sup>1</sup>), et qui permet d'employer sans corrections ni calculs l'atlas des *spectres lumineux* de M. Lecoq de Boisbaudran, dont le volume de texte renferme des tables de transformation des divisions micrométriques en longueur d'ondes et inversement, avec une approximation suffisante pour la pratique de l'examen préliminaire auquel cet appareil est destiné. Si le spectre obtenu présente des lignes nombreuses, par exemple celles du fer, il est nécessaire d'avoir recours à une plus forte dispersion, et d'employer, par exemple, un spectroscopie à vision directe à deux prismes, appareil d'un maniement facile, et qui peut être dirigé aisément vers la source lumineuse.

La figure 1 donne un dessin schématique des principales raies visibles dans un spectroscopie à un prisme. Le premier spectre est celui du soufre à l'air libre sur des fils de platine recouverts d'une couche de soufre; il montre la continuation de ses lignes dans le spectre inférieur qui est celui d'une galène (PbS) anti-

---

<sup>1</sup>) *Comptes rendus*, t. CXXVIII, 1899, p. 1564.

monifère. Le troisième spectre est celui de la chalcosine ( $\text{Cu}^2\text{S}$ ), le quatrième, celui du cinabre ( $\text{HgS}$ ); chaque spectre est surmonté de la division micrométrique du spectroscopie employé; la raie du sodium, non dédoublée dans ces conditions, correspond à la division 100, le rouge est à gauche et le violet à l'extrémité droite. En haut

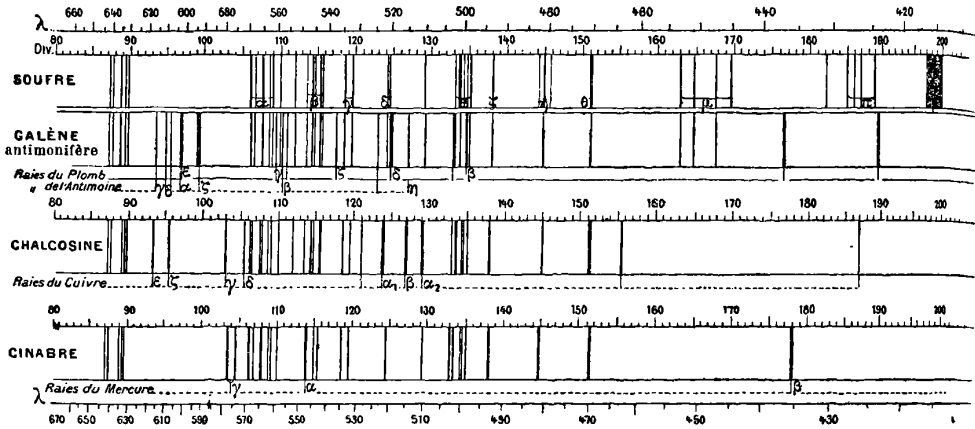


FIG. 1.

et en bas, avec la désignation  $\lambda$ , figure une échelle des longueurs d'ondes correspondantes, exprimées en millièmes de millimètre. Les lignes du soufre de l'indigo et du violet, étant assez faibles à l'observation oculaire, ne figurent pas sur ces dessins réduits aux plus fortes lignes; nous les montrerons plus loin avec les procédés photographiques (Pl. I, fig. 2).

Dans ces recherches j'ai reconnu la très fréquente présence du thallium dans des minéraux où il n'avait pas été signalé. Il se décele facilement par sa belle raie verte qui, si l'on supprime la condensation produite par les bouteilles de Leyde, se détache brillante, même s'il se produit un fond continu dû à l'incandescence des fragments; on voit même plus facilement, dans ces conditions, les raies vertes de l'argent et du cuivre, et les raies bleues du zinc. Certains minéraux et spécialement la stannine  $\text{SnS}^4\text{Cu}^2\text{Fe}$  et la berthiérite  $\text{Sb}^2\text{S}^4\text{Fe}$  ont montré par l'irrégularité de leurs spectres qu'ils n'étaient pas homogènes, les raies de leurs constituants apparaissant avec des intensités variables ou même par intermittences. Ce mode de réaction spectrale est absolument différent de celui que présentent

les espèces minérales bien définies, où j'ai toujours constaté que, quel que soit le nombre des éléments constitutants, leurs raies caractéristiques apparaissent simultanément. La berthiërite paraît ainsi être un mélange intime de pyrite et de stibine, la stannine une chalcopyrite avec des inclusions de cassitérite.

Ces recherches appliquées à la minéralogie ont porté sur les métaux natifs, les oxydes, les sulfures, les arséniures, les antimoniures, les sulfo-arséniures, les sulfo-antimoniures, les séléniures, les tellures, les chlorures, etc.

Plusieurs de ces minéraux, notamment les chlorures, la cryolite, la crocoïse, bien que non conducteurs, sont volatilisables dans l'étincelle qu'on fait éclater entre les extrémités des pinces de platine qui les maintiennent. On a ainsi leur spectre mêlé à celui du platine dont il faut tenir compte.

Presque tous les éléments rencontrés dans ces minéraux ont été étudiés séparément à l'état libre, ou comme spectres de dissociation dans les sels fondus afin d'avoir des mesures de contrôle et de comparaison avec les raies qu'ils donnent dans les minéraux. Les spectres de l'air et du platine ont d'abord été l'objet d'une étude spéciale, puis ceux du soufre, du sélénium, du tellure, de l'antimoine, de l'arsenic, etc. et les principales raies des métaux.

Ces travaux ont été accomplis dans la partie visible seulement et par l'observation oculaire. Ce procédé rapide, facile à pratiquer, permet de suivre aisément les intermittences, les irrégularités des spectres, et les apparitions brillantes, mais fugitives, des lignes provenant des corps mécaniquement interposés en faibles quantités.

La plupart des recherches de spectroscopie s'accomplissent maintenant, on le sait, au moyen de la photographie, qui permet de conserver des spectrogrammes susceptibles de mesures précises et comparables entre eux, et qui, surtout, s'étendent aux régions invisibles, à l'ultra-violet du spectre, beaucoup plus étendu et plus riche en raies que la partie visible. J'ai donc été amené à refaire les mêmes études par la spectrographie, avec des spectrographes à prismes et lentilles de quartz ou de spath d'Islande.

On trouvera la description détaillée avec figures, et le réglage de ces spectrographes, les appareils de mesures des clichés, les dispositifs de production de l'étincelle, dans un mémoire publié récemment (1).

(1) *Recherches sur les spectres de dissociation dans la partie visible et dans l'ultra-violet* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 8<sup>e</sup> série, t. XVII, août 1909).

J'ai repris aussi les mesures dans la partie visible jusque dans le rouge aux environs de  $\lambda$  700  $\mu\mu$  avec les nouvelles plaques panchromatiques Wratten et Wainwright, en montant des chambres photographiques à la place des lunettes d'observation des spectroscopes dont j'avais antérieurement fait usage. Les *fig. 1* et *2* de la Pl. I donnent les spectres de dissociation, ainsi obtenus, dans l'analyse spectrale directe de la galène (PbS) de Pierrefitte (Hautes-Pyrénées). La *fig. 1* montre le micromètre de l'instrument photographié sur la même plaque pour permettre un repérage approximatif; la *fig. 2* donne le même spectre obtenu avec deux prismes en flint dans la partie la plus réfrangible de la région visible, en coïncidence avec un spectre de la vapeur de soufre en tube de Plücker, sur la même plaque, obtenue par projection sur la partie supérieure<sup>(1)</sup> de la fente de l'appareil. On voit ainsi, sans retouche, la coïncidence complète des lignes du soufre avec celles que donne la galène à l'air libre. J'ai obtenu des clichés semblables avec les autres métalloïdes dans les divers minéraux étudiés. La capacité des batteries de bouteilles de Leyde était d'environ 0,01 microfarad. Elles étaient intercalées dans le circuit secondaire de bobines d'induction à rupteurs métalliques, de modèles variés, capables de donner de 3 à 15 centimètres d'étincelle longue sans condensateur. Le petit modèle de 3 centimètres suffit parfaitement pour l'observation oculaire, mais les bobines plus puissantes sont préférables pour la photographie, dans l'ultra-violet surtout.

J'ai choisi ces exemples parce qu'ils portent sur un minéral très répandu, le principal minerai de plomb argentifère, et parce qu'on pourra ainsi vérifier facilement les propriétés des spectres de dissociation, avec un spectroscopie quelconque, en se servant d'une petite bobine de Rhumkorff et d'une bouteille de Leyde.

Un dispositif d'analyse spectrale des minéraux est maintenant établi au Muséum dans le laboratoire de minéralogie de M. A. Lacroix.

II. *Spectres de dissociation des sels en fusion.* — Si l'on fait jaillir l'étincelle du condensateur sur un sel en fusion, ou simplement à l'état pâteux, on reconnaît que le spectre fourni par cette étincelle est un spectre de dissociation, comme ceux dont nous venons de parler, et soumis aux mêmes lois. Cela m'a permis de mesurer

---

(1) Qui impressionne le bas du cliché, les images étant renversées dans le spectroscopie.

d'abord les lignes des métaux alcalins et du carbone dans les carbonates, puis de reprendre avec plus de précision celles des autres métalloïdes dans les sels alcalins de ceux-ci, où les raies sont aisées à discerner.

On peut avoir ainsi de beaux spectres<sup>(1)</sup> du soufre dans les sulfures et les sulfates alcalins, du phosphore dans les phosphates et dans certains produits métallurgiques, ceux du carbone et du silicium dans les carbonates et les silicates, ceux du chlore, du brome et de l'iode, dans les chlorures, bromures et iodures alcalins, et ceux du tellure et du sélénium dans les tellurates et dans les séléniates alcalins. Les sels de sodium et de lithium sont les plus commodes à employer pour ces recherches, à cause de leur point de fusion relativement peu élevé, et du petit nombre de raies du sodium et du lithium.

La Pl. II donne le spectre de dissociation du chlorure de sodium, obtenu en coïncidence, sur la même plaque (panchromatique Wratten et Wainwright), avec celui du chlore libre, en tube à pression réduite à 3 centimètres. On voit ainsi la continuation des raies du chlore d'un spectre à l'autre. Ce spectre s'étend du rouge au commencement de l'ultra-violet, où figure le groupe important à l'extrémité droite, dont la principale raie a pour longueur d'onde 3861,0.

Pour que ces raies soient mieux visibles, la fusion du sel a été obtenue, sans la flamme dont les bandes cannelées sont gênantes, au commencement de l'ultra-violet surtout, et par l'action de l'étincelle seule, rendue très chaude en remplaçant la bobine par un transformateur, dont le primaire est parcouru par le courant alternatif du secteur à 110 volts. La capacité était un peu supérieure à 0,01 microfarad.

III. *Analyse spectrale des composés non conducteurs par les sels fondus.* — Les silicates alcalins donnant un beau spectre de lignes du silicium, brillant dans la partie visible mais surtout sensible dans l'ultra-violet, ces études ont été étendues aux minéraux silicatés, feldspaths ou grenats par exemple, qui, mis en suspension dans les carbonates alcalins en fusion, fournissent à leur tour des spectres de dissociation complète. La méthode peut aussi

---

<sup>1)</sup> *Comptes rendus*, t. CXXII, p. 1326, 1411, 1534 ; t. CXXIV, p. 192 ; t. CXXV, p. 172, 238 ; — *Bull. Soc. Chim.*, 3<sup>e</sup> série, t. XVII, 1897 ; t. XIX, 1898.

s'appliquer aux précipités chimiques, et aux corps non conducteurs mis en suspension dans les sels fondus; c'est l'*Analyse spectrale des composés non conducteurs par les sels fondus* (1). Pour cette étude le sel ou le mélange salin est placé sur l'extrémité aplatie d'un gros fil de platine chauffé par une flamme, et qui forme la branche inférieure d'une sorte de V couché, où le sommet de l'angle est le point de jaillissement de l'étincelle, amenée sur la couche fondue par un second fil de platine formant l'autre branche du V, et relié, comme le précédent, à l'un des pôles de la batterie de jarres de Leyde et de la bobine. On étudie ainsi facilement les spectres de toutes les substances non conductrices, même de celles qui ne paraissent pas attaquées par le dissolvant igné où elles sont en suspension. Ces substances, silicates ou carbonates minéraux, laitiers, précipités obtenus au cours d'une analyse, ont dû être préalablement porphyrisées au mortier d'agate avec le carbonate alcalin. La facile fusibilité et la supériorité de puissance dissolvante de  $\text{Li}^2\text{CO}^3$  en indiquent l'emploi pour la désagrégation des silicates. Les spectres d'un certain nombre de silicates, parmi lesquels les principaux feldspaths, le beryl, le grenat, le zircon, l'axinite, le sphène... ont été ainsi mesurés, comme aussi ceux de divers carbonates, sulfates et oxydes non conducteurs.

Pour les spectres photographiés, qui exigent des poses plus prolongées et auxquelles j'ai dû recourir dans de récentes recherches sur les raies ultimes, le fil de platine aplati en spatule doit être remplacé par une petite nacelle très évasée, de même métal, remplie du mélange en fusion. On a soin de prendre pour comparaison le spectre du platine seul sur le même cliché; mais quand l'étincelle éclate bien sur le mélange, les raies du platine sont rares ou même absentes. Si l'étincelle est assez courte, celles de l'air sont très affaiblies.

IV. *Emploi de la self-induction pour la simplification des spectres.*  
— Les spectres de dissociation obtenus comme nous venons de le voir, sont constitués par les raies des corps présents dans l'étincelle, et, de plus, par les principales raies de l'air, spécialement dans le cas de l'analyse directe. Je me suis proposé de chercher à simplifier ces spectres en intercalant des self-inductions croissantes dans le

---

(1) *Comptes rendus*, t. CXXVI, p. 1155, 1513; 1898; — *Bull. Soc. franç. de Minéralogie*, t. XXI, 1898, et 1 brochure. Paris, Béranger, 1898.





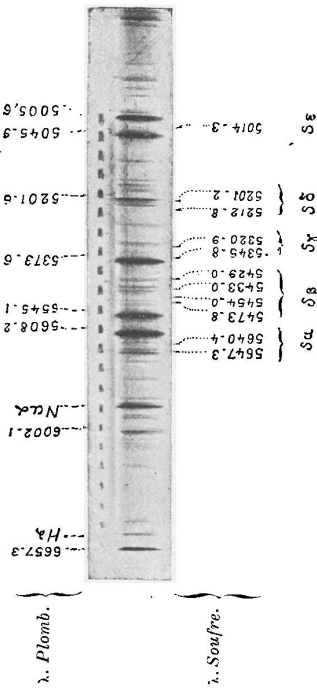


FIG. 1. — Spectre de dissociation de la galène PbS (du rouge au vert).

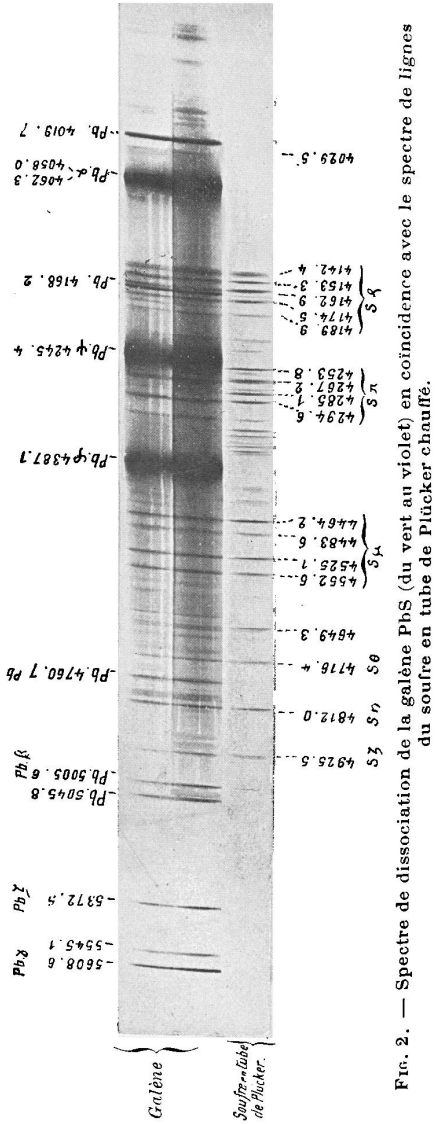
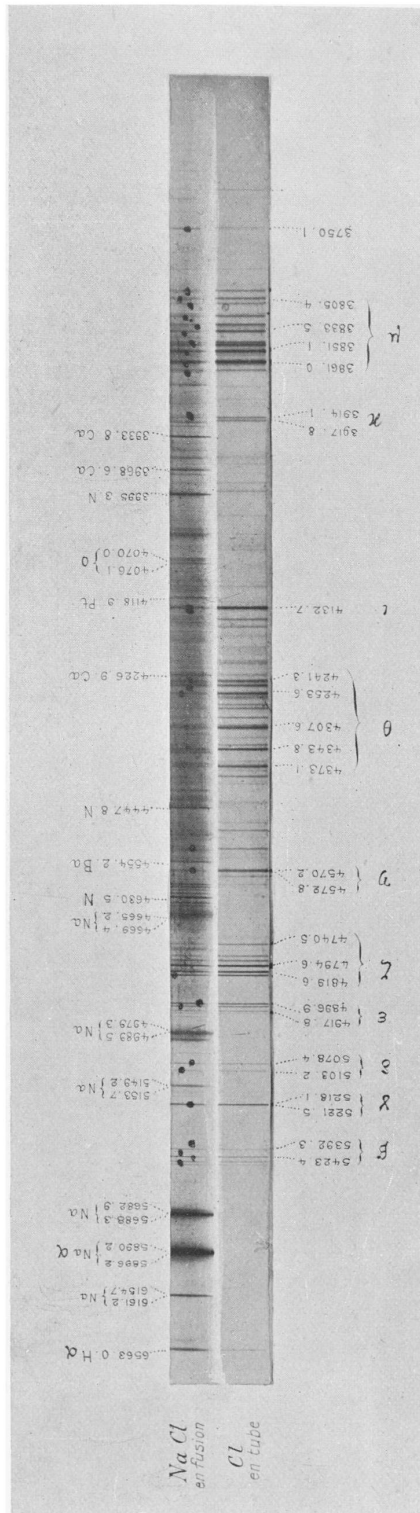


FIG. 2. — Spectre de dissociation de la galène PbS (du vert au violet) en coïncidence avec le spectre de lignes du soufre en tube de Plücker chauffé.



Spectre de dissociation du chlorure de sodium en coïncidence avec le spectre de lignes du chlore en tube à pression réduite.



circuit de décharge du condensateur. Ce procédé de simplification des spectres complexes, donne des raies considérablement plus lumineuses que la suppression du condensateur.

On sait que, c'est à MM. Schuster et Hemsalech, et à ce dernier surtout, que nous devons les premières études sur l'étincelle condensée rendue oscillante par la self-induction. Ils ont montré que si cette self est assez forte, le spectre de lignes de l'air disparaît complètement et qu'il ne reste que des raies des métaux ; les raies dites « de haute température », ou raies courtes de l'étincelle ordinaire, s'affaiblissent jusqu'à disparaître, et les raies dites de « basse température » deviennent plus vives.

En appliquant ce procédé aux spectres de dissociation des minéraux ou des sels fondus (1), j'ai fait usage de faibles self-inductions croissantes qui permettent de simplifier ces spectres en éliminant d'abord les raies de l'air, puis successivement celles de plusieurs métalloïdes qui disparaissent pour des valeurs de self encore trop faibles pour modifier sensiblement les spectres des métaux. Les lignes qui persistent restent très brillantes. Pour la plupart ce sont celles que donnerait l'arc électrique ; aussi les spectres d'un certain nombre de métalloïdes : Br, Cl, I, N, O, S, Se, ne donnant pas de spectres d'arc, disparaissent-ils dans l'étincelle oscillante.

L'emploi de la self-induction permet donc une séparation analytique des éléments, et une simplification progressive de leurs spectres certainement avantageuse dans les recherches chimiques.

L'étude spéciale des variations du spectre du silicium, libre ou dans les silicates fondus, sous l'influence de self-inductions croissantes m'a fourni des résultats dont les conclusions me paraissent offrir un certain intérêt astronomique au point de vue de l'évolution des étoiles (2).

Dans un récent mémoire, déjà cité (3), j'ai discuté le calcul et la mesure des selfs. J'ajouterai, en terminant, que, si l'on se propose seulement d'éliminer le spectre de l'air, avec une condensation moyenne d'une bouteille de Leyde, on peut se borner à faire usage d'un tube de carton de 4 à 5 centimètres de diamètre sur lequel on a enroulé une centaine de tours de fil isolé. On voit donc que les selfs suffisantes pour faire disparaître les raies de l'air sont de l'ordre de grandeur de

---

(1) *Comptes rendus*, t. CXXXIV, p. 1048, 1205 ; 1902.

(2) *Comptes rendus*, t. CXXXIX, p. 188 ; 1904.

(3) *Ann. de Chim. et Phys.*, 8<sup>e</sup> série, t. XVII ; 1909.

celles de certains boudins de fils en spirale, employés parfois pour les connexions électriques.

Ajoutons que pour se construire rapidement une self-induction capable de faire disparaître, dans la partie visible, les spectres du soufre, du sélénium et du phosphore, et de simplifier notablement les spectres des métaux, avec une condensation de deux jarres de Leyde (0,006 à 0,008 microfarad), on peut refaire avec soin l'enroulement d'une bobine de 100 mètres de fil de sonnette, généralement livré dans le commerce sur des noyaux de 3 centimètres de diamètre et de 11<sup>cm</sup>,5 de longueur utile, avec treize couches de fil de 0<sup>cm</sup>,3 de diamètre isolé, et 49 tours par couche. La self mesurée d'une pareille bobine a une valeur voisine de 0,0044 henry.

On voudra bien m'excuser d'avoir réuni ici, en les résumant, des recherches, pour une partie déjà anciennes, mais qui doivent être considérées comme une introduction à d'autres travaux dont elles ont été l'antécédent nécessaire.

---

#### SUR QUELQUES NOUVELLES APPLICATIONS DE LA TÉLÉGRAPHIE SANS FIL (1);

Par M. le Commandant FERRIÉ.

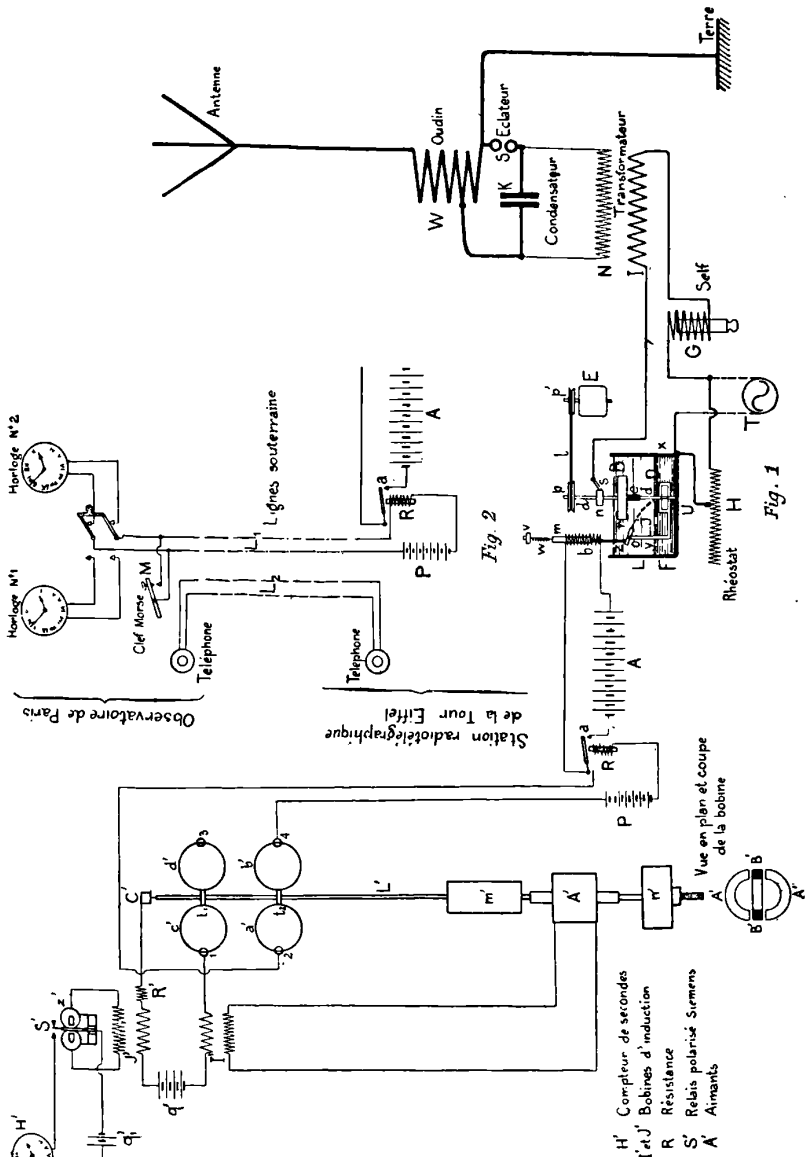
I. — On a songé, dès les débuts de la télégraphie sans fil, à l'employer pour aider à la détermination du *point* des navires en mer, en transmettant périodiquement à ceux-ci l'heure du méridien origine, de manière à permettre de régler fréquemment les chronomètres chargés de garder cette heure nécessaire à la détermination de la longitude. De nombreux essais ont été faits dans ce but en France, en Allemagne, aux États-Unis, etc. La première grande application présentant toutes les garanties d'exactitude de l'heure transmise, a été réalisée à la station radiotélégraphique militaire de la tour Eiffel sous les auspices du Bureau des Longitudes. L'installation est faite de la manière suivante :

Deux horloges spéciales ont été placées à l'Observatoire de Paris, et sont réglées chaque jour avec grand soin. Elles sont mises alternativement en service et chacune d'elles comporte des contacts élec-

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 20 janvier 1911.

triques disposés de telle sorte qu'un circuit est fermé automatique-



ment pendant une durée de  $1/5$  de seconde environ, à des heures

déterminées. Dans ce circuit sont intercalés : une ligne souterraine  $L_1$  (fig. 1) à double fil reliant l'observatoire à la station radiotélégraphique du Champ-de-Mars, une pile P et un relais R.

Le contact  $a$  de ce relais ferme un autre circuit comprenant une petite batterie d'accumulateurs A et un électro-aimant  $b$ . Celui-ci fait partie d'un *manipulateur à relais* construit sur nos indications par M. Gaiffe et constitué de la manière suivante : Dans un vase en fonte U est placée une certaine quantité de mercure F recouvert d'alcool à 95°. Une pompe centrifuge à mercure D plonge dans le mercure, elle est commandée par un axe vertical  $d$  séparé en deux parties par une partie isolante  $e$  et mis en mouvement par un petit moteur électrique E, par l'intermédiaire de deux poulies  $p, p'$  et d'une courroie  $l$ . Le mercure est refoulé dans un tuyau vertical  $y$  et dans un ajutage  $r$ , mobile autour d'un axe  $o$ , puis est projeté en un jet  $j$ . Quand le courant des accus passe dans l'électro  $b$ , le noyau  $m$  de celui-ci est attiré vers le bas et son prolongement  $z$  venant appuyer sur l'arrière de l'ajutage  $r$ , en fait relever l'avant. Le jet de mercure  $j$  vient alors rencontrer une couronne en cuivre B calée sur l'axe  $d$  et reliée à une extrémité du circuit d'émission par une couronne  $n$  et un balai  $s$ , tandis que l'autre extrémité du circuit est en communication avec le mercure en X. Le circuit d'émission est donc fermé et des étincelles jaillissent à l'éclateur S. Au contraire, quand le relais R n'est pas actionné, le noyau  $m$  remonte sous l'action du ressort  $w$ , et, le circuit d'émission restant ouvert, les étincelles ne jaillissent pas.

Ce circuit comprend : l'alimentation T, une self de réglage G et le primaire I d'un transformateur, convenablement calculé. De plus un rhéostat H est mis en dérivation aux bornes du manipulateur U pour faciliter l'établissement et la rupture du courant. Enfin des condensateurs et résistances non inductives sont placées en shunt sur tous les électros ; ils ne sont pas indiqués sur la figure pour ne pas compliquer le schéma.

L'excitation de l'antenne est faite par la décharge d'un condensateur K, monté aux bornes du secondaire N du transformateur, à travers un circuit comportant une ou plusieurs spires d'un résonnateur Oudin W et l'éclateur S. L'antenne est reliée au sommet du résonnateur Oudin, le bas de celui-ci étant connecté à la terre.

L'envoi des signaux horaires s'opère alors, pratiquement, de la manière suivante :

Chaque jour vers 10<sup>h</sup> 50 matin, l'astronome de service à l'observa-



toire téléphone à l'opérateur de la tour Eiffel par une ligne téléphonique souterraine spéciale  $L_2$  (qui peut remplacer  $L_1$  en cas d'avaries), pour demander l'essai des appareils. L'opérateur prépare ceux-ci de manière à les mettre en position de fonctionnement, comme il est indiqué sur la *fig. 1*. L'astronome appuie alors sur la clef Morse M, en faisant divers signaux qui sont reproduits par des étincelles jaillissant à l'éclateur S, et contrôle que ces signaux sont bien exactement reproduits en les écoutant lui-même dans un téléphone faisant partie d'un petit poste récepteur de télégraphie sans fil, installé à l'Observatoire.

Puis, à 11 heures moins 1 minute, l'astronome transmet au moyen de la clef Morse M une longue série de traits destinés à prévenir les observateurs qui veulent prendre le signal horaire et qu'il interrompt à 11 heures moins 5 secondes. A 11 heures précises, l'horloge ferme le circuit et un signal hertzien de  $1/5$  de seconde est lancé dans l'espace, c'est le signal horaire. A 11 heures plus 1 minute, on transmet de même des signaux préparatoires consistant en une longue série de traits séparés par deux points, et cessant 5 secondes avant 11 heures 2 minutes. A 11 heures 2 minutes exactement, l'horloge ferme encore le circuit et envoie un signal horaire semblable au précédent. Les mêmes opérations sont encore reproduites pour le signal horaire de 11 heures 4 minutes, mais les signaux préparatoires consistent alors en une série de traits séparés par quatre points.

Les mêmes signaux sont ainsi transmis, dans des conditions semblables, toutes les nuits à minuit, minuit 2 minutes, minuit 4 minutes.

Le nombre d'installations de postes récepteurs de télégraphie sans fil créés pour recevoir ces signaux horaires augmente chaque jour, non seulement à bord des navires, mais encore à l'intérieur, en France et dans les pays avoisinants, chez les horlogers, dans les établissements d'instruction, pour les chemins de fer, etc. Cette installation est d'ailleurs très facile, il suffit de disposer d'un récepteur de télégraphie sans fil, très simplifié, et d'une antenne très réduite. Nous citerons comme exemple que, dans un ravin près de Philippeville (Algérie), on reçoit jour et nuit les signaux horaires de la tour Eiffel en employant comme antenne un simple fil de 100 mètres de longueur tendu entre deux maisons à moins de 10 mètres de hauteur.

La précision qu'on peut obtenir ainsi pour le réglage de chrono-

mètres est certainement d'une demi-seconde environ ou d'un quart de seconde. Elle peut atteindre un dixième de seconde pour un observateur exercé.

II. — Au moyen de ces signaux horaires, il est déjà possible de déterminer la position géographique d'un point avec une assez grande approximation, en supposant que toutes les autres opérations astronomiques nécessaires à la détermination de la latitude et de l'heure aient été faites avec la plus grande précision.

Cette approximation n'est pas suffisante pour des opérations géodésiques, aussi le Bureau des Longitudes a-t-il décidé de faire expérimenter pour ce cas une autre méthode dite *des coïncidences* imaginée par MM. A. Claude et Driencourt, et appliquée par eux en 1906, en utilisant une ligne téléphonique pour transmettre à Brest l'heure de Paris. Par cette méthode, les auteurs avaient obtenu une approximation de l'ordre de un demi-centième de seconde de temps; elle a reçu depuis de très nombreuses applications en utilisant des lignes télégraphiques et téléphoniques, en particulier aux colonies.

Le schéma de la méthode adaptée à la télégraphie sans fil est le suivant : soient B et C, deux points entre lesquels on veut mesurer la différence de longitude. On installe en chacun de ces points une antenne et un récepteur de télégraphie sans fil comportant l'emploi de téléphones. De plus ceux-ci sont shuntés par le secondaire d'une petite bobine d'induction, dont la résistance est convenablement choisie. Le primaire de cette bobine est fermé sur une pile, un microphone et un rhéostat. Le microphone est posé sur un chronomètre dont l'état sur l'heure du lieu et la marche sont déterminés avec la plus grande exactitude possible par des observations astronomiques, faites par exemple avec l'astrolabe à prisme portatif de MM. A. Claude et Driencourt.

En un point quelconque A, qui peut être confondu si l'on veut avec B ou C, on installe une station d'émission radiotélégraphique munie des appareils nécessaires pour produire des séries de points très courts et très réguliers, espacés les uns des autres d'un peu plus ou moins de 1 seconde, de 1 seconde  $1/100$  par exemple.

L'observateur placé en B entendra dans ses téléphones deux séries de sons : la série hertzienne de points espacés de 1 seconde  $1/100$  et la série de sons dus au tic-tac du chronomètre espacés d'une demi-seconde les uns des autres et transmis aux téléphones par l'intermédiaire du microphone et de la petite bobine d'induction. On

a soin d'égaliser l'intensité des deux séries de sons en agissant sur le rhéostat du circuit du microphone. Les sons des deux séries étant inégalement espacés dans chacune d'elles, il se produira périodiquement des coïncidences, c'est-à-dire qu'on observera à certains moments que deux sons appartenant à chacune des séries sont perçus simultanément. Ces coïncidences se reproduisent évidemment avec une période régulière. Chacun des observateurs de B et C compte les signaux transmis par A de manière à pouvoir numérotter le signal qui se produira en coïncidence avec un tic-tac de chronomètre. De plus, il a les yeux fixés sur le chronomètre pour lire le numéro de la seconde correspondant à la même coïncidence des sons.

Supposons : 1° que l'observateur de B note une coïncidence au 37° point hertzien d'une série et que l'heure lue sur le chronomètre local à ce moment soit 1<sup>h</sup> 20<sup>m</sup> 16<sup>s</sup> ; 2° que l'observateur de C note une coïncidence au 43° point hertzien et que l'heure lue à son chronomètre soit 1<sup>h</sup> 37<sup>m</sup> 49<sup>s</sup>. Il est facile de déterminer l'heure de C au moment du 37° point hertzien, elle est égale à :

$$1^{\text{h}} 37^{\text{m}} 49^{\text{s}} - (43 - 37) \left( 1 + \frac{1}{100} \right) = 1^{\text{h}} 37^{\text{m}} 42^{\text{s}},94.$$

En retranchant cette heure de celle de B au même instant, qui est 1<sup>h</sup> 20<sup>m</sup> 16<sup>s</sup>, on a la différence des heures des chronomètres qui, ajoutée à la différence des états, donne la différence de longitude.

Les premiers essais de cette méthode ont été faits en prenant pour point d'émission des signaux hertziens, la station radiotélégraphique militaire de la tour Eiffel, qui fut organisée dans ce but de la manière suivante (*fig. 2*) :

Le groupement des appareils d'émission et des relais est semblable à celui de la *fig. 1*, toutefois les lignes souterraines ne sont pas utilisées et l'horloge de l'observatoire est remplacée par le dispositif suivant établi par M. A. Claude (*fig. 2*).

Un pendule L', à période réglable aux environs d'une seconde, au moyen d'un poids mobile n', est suspendu en C', il est muni des organes nécessaires pour son entretien électrique d'après les principes donnés et appliqués par M. G. Lippmann (<sup>1</sup>) et par M. A. Guillet. A cet effet, le pendule porte deux aimants A' qui, pendant les

( G. LIPPMANN, *Sur l'entretien du mouvement du pendule sans perturbations* C. R. A. S., 13 janvier 1896 ; et *J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. V, p. 429 ; 1896 .

mouvements du pendule passent de part et d'autre d'une bobine carrée B'. La tige du pendule porte de plus deux pièces métalliques  $t_1$  et  $t_2$ , cette dernière étant isolée de la tige, tandis que la première lui est reliée électriquement. De part et d'autre sont disposés quatre cercles en fil d'argent  $a', b', c', d'$ , formant ressort doux qu'on peut rapprocher ou écarter au moyen de vis micrométriques fixées sur le support de l'ensemble par des tiges 1, 2, 3, 4.

A chaque oscillation complète du pendule, la tige  $t$  vient rencontrer le cercle flexible  $c'$ , le cercle  $d'$  a été placé symétriquement pour conserver l'isochronisme des oscillations, et fermer un circuit électrique comprenant une pile  $q'$ , une résistance de réglage R' et les primaires de deux petits transformateurs J' I'. Le secondaire de I' est fermé sur la bobine B', celui de J' est fermé sur les bobines Z' d'un relais. Le contact de celui-ci peut fermer un circuit contenant une pile  $q_1'$  et un compteur électrique H'. Quand la tige  $t_1$  du pendule vient fermer le circuit, l'extra-courant de fermeture induit dans les secondaires de I' et J' des courants. Celui de I', parcourant B', agit sur les aimants A, et leur donne une impulsion. Celui de J', parcourant les bobines du relais, produit un contact en S', et le compteur de temps avance d'une division. Quand le pendule revient en arrière, au moment où  $t_1$  quitte le contact de  $c'$ , il se produit un extra-courant de rupture qui induit encore dans les secondaires de I' et J', des courants, mais de sens contraire de ceux qui avaient été produits au moment de la fermeture du circuit. L'action de la bobine B' sur les aimants A' sera donc de sens contraire de l'action produite au passage précédent, et une nouvelle impulsion sera donnée au pendule, puisqu'il se déplace en sens contraire (1). Le compteur, d'autre part, avance encore d'une division.

La tige  $t_2$  ferme à chaque demi-oscillation le circuit du relais R, et tous les organes de transmission fonctionnent comme dans le cas des signaux horaires. La durée de fermeture du circuit par  $t_2$  étant convenablement réduite à l'aide des vis micrométriques de 1 et 2 et tous les organes bien réglés, on obtient facilement qu'il ne se produise qu'une étincelle à chaque passage du pendule par la verticale; on peut faciliter l'obtention d'une seule étincelle en réglant les organes du circuit d'alimentation, et en particulier la self G, de manière à raréfier autant que possible les étincelles. Il est néces-

---

(1) A. GUILLET, *Entretien du pendule par induction* (C. R. A. S., juillet 1898).

saire de faire ce réglage avec soin pour faciliter l'observation des coïncidences à la réception. Cette observation serait en effet moins facile et surtout moins précise, si les signaux comportaient plus d'une étincelle. On pouvait craindre que, le courant employé pour l'alimentation des appareils d'émission étant à quarante-deux périodes, il n'y ait entre les intervalles des étincelles une différence variable pouvant atteindre  $1/84$  de seconde (une demi-période), l'étincelle ne jaillissant qu'après plusieurs périodes du courant, puisque les appareils utilisent les phénomènes de résonance. L'expérience a montré qu'il n'en était rien et que les étincelles uniques qui forment chacun des signaux étaient séparées par des intervalles de temps exactement égaux.

Il importe aussi de régler avec beaucoup de soin la position des deux cercles  $a'$  et  $b'$ , de manière que les intervalles de temps qui séparent les deux étincelles consécutives correspondant à l'aller et au retour du pendule soient bien égaux, sans quoi il résulterait des erreurs dans l'observation des coïncidences.

Pour éviter d'avoir à faire ce réglage assez délicat, M. A. Claude a établi un nouveau modèle de pendule battant la demi-seconde, mais n'agissant sur les divers organes qu'à chaque oscillation complète ; il est ainsi beaucoup plus facile d'obtenir de bons réglages.

Pour faciliter le numérotage des points hertiens ainsi transmis, on peut employer plusieurs méthodes : la plus simple consiste à supprimer une émission sur 60, c'est-à-dire à couper un des circuits de manière à éviter le jaillissement des étincelles à 60, 120, etc.

Les observateurs retrouveront aisément le numéro correspondant à une coïncidence, car ils ne peuvent pas faire une erreur de 60.

Pour la réception de ces signaux hertiens, on peut utiliser un type quelconque de récepteur, plus ou moins simplifié, suivant que la distance à laquelle devront être faites les observations sera moins ou plus considérable et que l'on aura à se protéger ou non contre les troubles produits par des émissions étrangères.

Les premiers essais de la méthode furent faits tout d'abord, en 1909, entre la tour Eiffel et l'observatoire de Montsouris, puis entre ce dernier et l'observatoire de Paris.

Enfin, en juillet dernier, une série spéciale d'expériences fut entreprise entre Montsouris et Brest pour comparer les résultats obtenus en faisant usage de la télégraphie sans fil d'une part, et d'une ligne téléphonique directe d'autre part (suivant le procédé employé

par MM. A. Claude et Driencourt en 1906). Les observateurs à Paris (Montsouris) étaient MM. A. Claude et Driencourt, à Brest MM. les lieutenants de vaisseau Tissot et Perret. Les détails en sont indiqués au *C. R. A. S.* du 21 novembre 1910.

Ces expériences permirent de constater que la précision obtenue était sensiblement la même dans les deux cas, et de l'ordre de 1/100 de seconde de temps, ce qui est largement suffisant. Ces résultats montrent que les erreurs auxquelles on doit s'attendre et qui sont dues à la propagation et aux inerties mécaniques et électriques des divers appareils, sont pratiquement négligeables.

De nouvelles expériences vont être entreprises à bref délai par le Bureau des Longitudes entre Paris et Bizerte. Elles seront plus concluantes encore que les précédentes, car elles comporteront l'envoi des signaux hertziens de Paris et de Bizerte successivement pendant les mêmes séances, de manière à juger de l'influence des retards dus aux divers appareils et à vérifier ainsi définitivement la méthode. De plus la détermination de la différence de longitude entre Paris et Bizerte sera faite par deux séries distinctes d'opérations, pendant les unes les observations astronomiques seront faites au moyen d'astrolabes à prisme portatifs, et pendant les autres au moyen de lunettes méridiennes associées à des chronographes.

On projette d'appliquer ensuite la méthode, qui permet d'opérer simultanément dans un nombre quelconque de points, pour faciliter les opérations géodésiques à l'intérieur de l'Afrique, au moyen des stations radiotélégraphiques fixes qui seront ou sont déjà établies en Algérie, à Tombouctou, à Dakar, Konakry, etc., et de petites stations réceptrices mobiles emportées par les explorateurs. Celles-ci pourront être très simples et très légères : un récepteur contenu dans une seule boîte et une antenne soutenue soit par un cerf-volant, soit par un petit ballonnet en baudruche de 1 ou 2 mètres cubes gonflé à l'hydrogène. Celui-ci sera facilement obtenu avec de l'hydrolithe.

La portée de la station de la tour Eiffel étant de 4 à 5 000 kilomètres (les signaux horaires actuels sont reçus, par temps favorables, à Port-Étienne de Mauritanie à 4 000 kilomètres), on voit qu'elle pourrait servir à déterminer avec précision les différences de longitude entre tous les points importants de l'Europe, d'une partie de l'Afrique et même d'une partie de l'Asie. Peut-être même pourra-t-elle servir à relier les opérations géodésiques de l'Amérique à celles de l'Europe.

III. — Nous citerons encore, parmi les récentes applications nouvelles de la télégraphie sans fil, l'emploi qui en a été fait pour établir les communications entre la terre et les ballons dirigeables ou aéroplanes, ou entre ces aérônats. Cette application présente un certain intérêt théorique, car le rayonnement des ondes engendrées à bord d'un aéronat est produit par un oscillateur de Hertz complet, tandis qu'à terre une moitié de l'oscillateur est remplacée par la mise à la terre.

Il résulte des expériences que nous avons pu faire en 1910 que la transmission des ondes engendrées à bord se produit avec une grande facilité, et qu'elles sont reçues à de grandes distances par les stations à terre. C'est ainsi que les télégrammes transmis par le *Clément-Bayard* aux manœuvres de Picardie étaient reçus par la tour Eiffel à 110 kilomètres, bien que l'énergie dépensée ne fût que de 40 à 50 watts et que les antennes des deux stations aient des périodes propres très différentes. En revanche, la réception à bord des signaux venant de terre s'opère plus difficilement. De plus, le bruit et les trépidations des moteurs mécaniques de l'aéronat gênent considérablement l'audition des signaux. Toutefois la gêne est grandement diminuée quand on fait usage à terre d'émissions à étincelles musicales.

Cette différence de facilité de transmission des ondes dans les deux sens s'explique aisément en remarquant que le rayonnement des ondes produites à bord peut s'opérer régulièrement, sans obstacles, tandis que les ondes engendrées par une station à terre tendent à suivre la surface du sol, et leur propagation se trouve gênée par tous les mouvements de terrain, etc. La théorie de Blondel, que nous avons vérifiée qualitativement en 1901 au cours d'ascensions en ballon libre, montre en effet que l'énergie que l'on peut recueillir en un point décroît rapidement avec la hauteur de ce point au-dessus du sol.

Les appareils et montages employés à bord sont analogues, bien qu'aussi allégés que possible, à ceux des stations à terre, l'*antenne* étant constitué par un ou plusieurs fils suspendus au-dessous de la nacelle et bien isolés et le contrepoids étant formé par la réunion de toutes les parties métalliques de l'aéronat, convenablement connectées entre elles. Toutefois il est indispensable, à bord des dirigeables, de prendre des précautions spéciales pour éviter l'inflammation de l'hydrogène.

Les expériences que nous avons faites en 1907 nous ont montré, en effet, que l'hydrogène s'enflamme non seulement par le contact de très petites étincelles, mais encore par les effluves qui se produisent aux extrémités de conducteurs métalliques soumis à de hautes tensions. Comme de l'hydrogène s'échappe par les soupapes du ballon ou par les petits trous existant dans l'enveloppe, il importe d'éviter avec soin de placer à proximité de celle-ci des conducteurs métalliques qui peuvent être le siège de courants de haute fréquence, soit directement, soit par induction, car les ondes stationnaires qui se produisent entraînent la formation de ventres de tension aux extrémités libres et par suite d'effluves. De plus, il faut également s'assurer que des contacts accidentels ne peuvent pas se produire entre deux conducteurs métalliques quelconques. Les points de ceux-ci qui peuvent venir en contact sont, en effet, à des potentiels élevés et différents, par suite de l'existence d'une onde stationnaire dans tous les conducteurs, et des étincelles se produiraient avant la mise en contact.

Les effluves et par suite les dangers qu'elles présentent sont évidemment diminués d'une manière considérable quand le nombre des étincelles à la seconde est beaucoup augmenté, toutes choses égales d'ailleurs. Aussi a-t-on un sérieux intérêt à faire usage aussi d'émissions à étincelles musicales à bord.

Pour augmenter encore la sécurité, on s'astreint à constituer les liaisons de la nacelle à l'enveloppe du ballon par des cordes isolantes sur une longueur de 1<sup>m</sup>,50 à 2 mètres à partir de l'enveloppe. Ces cordes sont ensuite prolongées par des câbles d'acier qui supportent la carcasse métallique et la nacelle. Partout où les contacts métalliques sont incertains, on les assure au moyen de petits fils de cuivre.

Quant aux étincelles produites aux balais et collecteurs des machines, à l'éclateur, etc., on évite le danger qu'elles présentent en entourant ces organes de grilles métalliques analogues à celles des lampes de mineurs.

Indépendamment des dangers que présente la transmission elle-même, la présence d'une antenne de grande longueur suspendue au-dessous de la nacelle présente dans certains cas de graves inconvénients. Si le ballon passe entre deux couches de nuages électrisés différemment, l'antenne se met au potentiel des nuages inférieurs, et un éclair peut jaillir entre sa partie supérieure et la couche de nuage la plus élevée, si celle-ci est assez voisine. Alors même que l'éclair



ne jaillirait pas, il pourrait se produire des aigrettes très puissantes et très dangereuses, si le potentiel des nuages inférieurs en contact avec l'antenne est très élevé. Aussi convient-il de s'abstenir absolument de développer l'antenne quand le ballon passe dans des nuages.

Peut-être même ce danger existe-t-il pour un ballon quelconque, sans antenne, quand il passe entre deux couches de nuages. On sait en effet que, si on porte les deux boules d'un éclateur à des potentiels élevés et de signes contraires, de manière toutefois que l'étincelle ne puisse pas tout à fait jaillir, et qu'on approche un bâton isolant, en ébonite par exemple, l'étincelle jaillit aussitôt. Le ballon peut jouer le rôle du bâton d'ébonite entre deux couches de nuages représentant les deux pôles de l'éclateur. Si le ballon est enduit de peinture métallisée (aluminite), le danger est encore plus considérable.

C'est à cette cause que l'on pourrait peut-être attribuer certaines catastrophes restées inexplicées et en particulier celle survenue à un ballon militaire italien, il y a quelques années.

---

**SUR LA COMPARAISON DES ÉCARTS DES DOUBLETS MAGNÉTIQUES  
OBSERVÉS PARALLÈLEMENT OU PERPENDICULAIREMENT AU CHAMP MAGNÉTIQUE;**

Par M. A. DUFOUR.

Les résultats obtenus jusqu'à ces derniers temps, dans l'étude du phénomène de Zeeman, étaient d'accord avec la loi de Cornu, exprimant la correspondance entre les décompositions magnétiques constatées dans les deux sens principaux d'observation, et sur la généralité de laquelle Cotton a appelé récemment l'attention<sup>(1)</sup>. Quelques raies, étudiées dernièrement par Tenani, Nagaoka, etc., semblent pourtant faire exception à cette loi.

Tenani<sup>(2)</sup> étudie, à l'aide d'un réseau, les changements magnétiques de quelques raies des deuxièmes séries secondaires des spectres des éléments du second groupe de Mendéléeff, les raies  $b_4$   $\lambda = 5167,41$  du magnésium,  $\lambda = 4678,37$  du cadmium et

---

<sup>1</sup> Société française de Physique, séance du 7 mai 1909; *le Radium*, t. VI (1909), p. 188.

<sup>2</sup> TENANI, *Rendiconti Acc. dei Lincei*, 5<sup>e</sup> série, t. XVII (1908, 2<sup>e</sup> semestre), p. 714; t. XVIII (1909, 1<sup>er</sup> semestre), p. 677; t. XIX (1910, 1<sup>er</sup> semestre), p. 198.

$\lambda = 4046,3$  du mercure. Il compare en particulier les écarts des doublets magnétiques fournis par ces raies dans un champ de 15 à 18.000 unités, et observés soit parallèlement, soit perpendiculairement aux lignes de force; à cet effet l'électro-aimant est muni de pièces polaires percées servant à l'observation longitudinale, et, pour l'observation transversale, un système de trois prismes à réflexion totale permet d'utiliser, dans la direction longitudinale précédente, la lumière émise par l'étincelle perpendiculairement au champ.

Pour la raie  $b_4$  du magnésium, Tenani trouve une différence de  $\delta\lambda = 0,12$  unité d'Angström entre les écarts des composantes extrêmes du doublet de cette raie, pour les deux sens principaux d'observation, dans un même champ, de l'ordre de 17.000 unités. L'écart du doublet, calculé en admettant qu'on a pour cette raie

$$\frac{\delta\lambda}{H\lambda^2} = 1,875 \cdot 10^{-4}$$

est d'environ 0,85 U. A. La différence des écarts observée par Tenani serait donc d'environ 14 0/0 de l'écart même du doublet.

Pour les deux autres raies signalées précédemment, cette différence est plus faible; un calcul analogue montre que, pour la raie  $\lambda = 4678,37$  du cadmium, la différence des doublets constatée par Tenani (0,07 U. A. dans un champ de 16.800 unités) représente encore à peu près 10 0/0 de l'écart du doublet magnétique considéré.

Corbino (1) appelle l'attention sur une cause d'erreur signalée aussi par Cotton: dans les expériences de Tenani, le champ magnétique n'est pas uniforme, surtout à cause de la présence de pièces polaires percées; « la différence des écarts des doublets magnétiques observés dans les deux sens principaux d'observation ne pourra, dit-il, être prise en considération que si l'on constate son existence dans un champ véritablement uniforme (1). »

Des différences du même genre ont été cependant constatées par Nagaoka (2) sur certaines raies du spectre de l'hélium, observées cette fois encore avec un spectroscopie à échelons. Il en serait de même pour la raie D<sub>1</sub> du sodium (3) et la raie verte du mercure (4).

(1) CORBINO, *Nuovo Cimento*, 5<sup>e</sup> série, t. XIX (1910), p. 425; *Physikalische Zeitschrift*, t. XI (1910), p. 521.

(2) NAGAOKA, *Nature*, t. LXXXI (1909), p. 188.

<sup>3</sup> NAGAOKA, *le Radium*, t. VIII (1911), p. 20.

(4) NAGAOKA, *Physikalische Zeitschrift*, t. XI (1910), p. 789.

D'une façon plus générale, d'après Nagaoka et Takamine<sup>(1)</sup>, le phénomène de Zeeman longitudinal ne suivrait pas la même loi, en fonction du champ, que l'effet transversal, le premier paraissant, au moins dans les champs faibles, être supérieur au second.

Dans les expériences de Nagaoka sur l'hélium, Koch<sup>(2)</sup> fait remarquer qu'il peut exister une cause d'erreur systématique provenant de l'observation oculaire de composantes magnétiques très serrées ; le pointé de chaque composante peut être influencé par l'existence de la composante voisine.

Quoi qu'il en soit, certains résultats tendent à établir l'existence d'une différence entre l'écart d'un doublet étudié parallèlement aux lignes de force et l'écart du même doublet, pour un même champ, observé dans le sens perpendiculaire au précédent. Ils seraient donc en opposition avec la règle de Cornu, qui s'applique même, ainsi que je l'ai montré pour les vapeurs, aux dissymétries d'intensités ou de positions<sup>(3)</sup>.

Afin de voir s'il en était ainsi, j'ai comparé entre eux le phénomène longitudinal et le phénomène transversal présentés par la raie verte  $\lambda = 5167,41$  du magnésium (précisément celle dont Tenani s'est occupé) et la raie bleue du zinc  $\lambda = 4680$ , appartenant toutes deux aux deuxième séries secondaires triples. Je ne me suis pas occupé des raies signalées par Nagaoka, leur étude étant beaucoup plus difficile.

*Technique employée.* — On a cette fois opéré dans un champ magnétique à peu près uniforme, produit par un gros électro-aimant, entre pièces polaires tronconiques *pleines* (fig. 1). Le diamètre de la face terminale de ces pièces polaires P est d'environ 23 millimètres ; l'entrefer n'a pu être réduit qu'à 14 millimètres. Dans ces conditions, pour un courant de 35 ampères dans l'électro-aimant, le champ obtenu, mesuré par le phénomène de Zeeman sur la raie bleue du zinc, a atteint la valeur de 24 950 unités.

La source lumineuse S était constituée par une étincelle électrique condensée, de 2 à 4 millimètres de longueur, jaillissant dans l'air, entre deux tiges formées du métal étudié, ayant chacune environ

<sup>(1)</sup> NAGAOKA et TAKAMINE, *le Radium*, t. VIII (1911), p. 21.

<sup>(2)</sup> KOCH, *Physikalische Zeitschrift*, t. XI (1910), p. 612.

<sup>(3)</sup> Il convient aussi de signaler que, dans le cas des cristaux, MM. du Bois et Elias ont constaté des anomalies analogues. Mais M. J. Becquerel vient de montrer [*Comptes Rendus*, t. CLII (1911), p. 483] qu'elles pouvaient être attribuées à un défaut d'orientation des cristaux.

3 millimètres de diamètre. Comme d'ordinaire, une self convenable se trouvait dans le circuit de l'étincelle.

On s'est astreint à ne changer de place ni l'étincelle, ni l'électroaimant, quand on passe de l'observation longitudinale à l'observation transversale. A cet effet, l'ensemble des appareils est disposé pour observer le phénomène de Zeeman avec la lumière émise suivant ST, perpendiculairement au champ. Pour rendre possible, dans ces conditions, l'observation longitudinale, on s'est servi du procédé de Cotton, consistant dans l'emploi d'un petit prisme de verre V, dont la face hypoténuse est à 45° des lignes de force; les rayons émis dans le sens SV des lignes de force sont réfléchis totalement par cette face et sont renvoyés suivant VL dans la direction utilisée précédemment (*fig. 1*). Il en résulte un léger déplacement latéral de

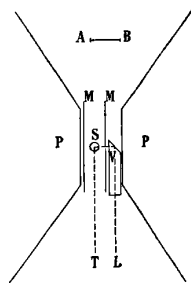


FIG. 1. — S, étincelle; V, prisme de verre à réflexion totale; MM, mica servant d'isolant; P, P, pièces polaires pleines; ST, observation transversale; SVL, observation longitudinale. (Échelle du dessin : AB = 1 centimètre.)

la source utilisée; on corrige son effet à l'aide de la lentille éclairante pour maintenir le réseau entièrement couvert par les rayons lumineux. La réflexion totale qui se produit sur cette face hypoténuse ne gêne pas, puisqu'elle ne modifie pas les longueurs d'onde des radiations utilisées. La même remarque s'applique aux feuilles M de verre mince ou de mica qui servent d'isolant entre l'étincelle et l'électroaimant. Il convient enfin de noter qu'il n'y avait pas d'appareil de polarisation sur le chemin de la lumière. Les clichés obtenus lors de l'observation longitudinale ne montrent pas d'une manière sensible les composantes vibrant parallèlement aux lignes de force.

*Résultats.* — On a donc photographié dans ces conditions les décompositions magnétiques des deux raies indiquées. La durée de pose était d'environ quarante-cinq minutes pour le magnésium et de

cinq à dix minutes pour le zinc. Les mesures des écarts des doublets ont été faites à la machine à diviser sur les clichés originaux. Afin d'avoir un repère commode pour comparer entre eux les divers clichés<sup>(1)</sup>, on a mesuré en même temps les distances des composantes étudiées aux composantes des raies voisines. Les nombres trouvés pour ces distances étant les mêmes sur les différents clichés, au  $\frac{1}{1000}$  près environ, il suffit de comparer entre elles les valeurs mesurées des écarts des doublets étudiés sans leur faire subir de correction. Voici les résultats :

Raie	Clichés (H = 24950)	Sens de l'observation du phénomène de Zeeman	Ecart du doublet en $\frac{1}{100}$ de millimètre	Moyenne		
Magnésium $\lambda = 5167,49$	}	1	longitudinal	47,1	}	
		2	transversal	46,8		
	}	3	longitudinal	46,7		46,8
		4	transversal	46,7		
Zinc $\lambda = 4680,25$	}	5	longitudinal	52,5	}	
		6	transversal	52,2		
	}	7	longitudinal	52,5		52,5
		8	transversal	52,5		
	}	9	longitudinal	52,3		52,5
		10	transversal	52,7		

Il résulte de ce tableau que, *au moins au  $\frac{1}{100}$  près, l'écart du doublet observé parallèlement aux lignes de force est égal à celui du doublet observé dans la direction perpendiculaire.*

Un procédé commode pour contrôler ces mesures de clichés consiste à calculer l'expression  $\frac{\delta\lambda}{H\lambda^2}$  pour chacune de ces deux raies. On sait qu'on doit trouver ici, d'après Runge et Paschen, des résultats égaux entre eux. Pour effectuer ce calcul, on a pris comme longueur d'onde de ces raies les valeurs suivantes données par Eder<sup>(2)</sup> pour le magnésium et par Kayser et Runge<sup>(3)</sup> pour le zinc :

Mg triplet vert	}	$\lambda = 5183,79$
		5172,87
		5167,49
Zn triplet bleu	}	$\lambda = 4810,58$
		4722,13
		4680,25

<sup>1)</sup> On aurait pu aussi photographier le spectre du fer sur les différents clichés.

<sup>2)</sup> KAYSER, *Handbuch der Spektroskopie*, t. V, p. 713.

<sup>3)</sup> DUFRET, *Données numériques*, t. I, p. 19.

L'écart des doublets, déduit des mesures, est de 1,252 U. A. pour la raie étudiée  $\lambda = 5167$  du magnésium et 1,023 U. A. pour la raie  $\lambda = 4680$  du zinc. En admettant pour le zinc la valeur de

$$\frac{\delta\lambda}{H\lambda^2} = 1,875 \cdot 10^{-4}$$

résultant des mesures connues de MM. Cotton et Weiss, on trouve pour le magnésium, d'après les nombres donnés ici :

$$\frac{\delta\lambda}{H\lambda^2} = 1,878 \cdot 10^{-4}.$$

L'accord est donc très satisfaisant.

*En résumé*, les écarts des doublets magnétiques des raies  $\lambda = 5167$  du magnésium et  $\lambda = 4680$  du zinc, observés dans un champ intense constant, en utilisant soit la lumière émise parallèlement au champ, soit la lumière émise perpendiculairement aux lignes de force, ont une valeur qui reste invariable, au moins au  $\frac{1}{100}$  près. La loi de correspondance entre les phénomènes de Zeeman relatifs aux deux sens principaux d'observation est donc à nouveau vérifiée et consolidée par les exemples étudiés ici.

---

#### LE POTENTIEL DISRUPTIF DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE (1);

Par M. EUGÈNE BLOCH.

L'influence d'un champ magnétique sur la décharge dans les gaz raréfiés a déjà fait l'objet de nombreuses et intéressantes recherches. On pourra en trouver l'historique dans diverses publications et en particulier dans l'ouvrage bien connu du professeur J.-J. Thomson sur *la Conductibilité électrique des gaz*. Je me bornerai donc à rappeler que Plücker et Hittorff ont été, dans ce domaine, des initiateurs, et que des expérimentateurs comme Birkeland, Lehmann, Villard, Pellat, etc., ont obtenu, sur ce sujet, les nombreux et importants

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 3 février 1911.

résultats que l'on sait. L'une des questions que l'on peut se poser dans cet ordre d'idées est de savoir si le potentiel disruptif aux basses pressions est accru ou diminué par le champ magnétique. Malgré de nombreuses expériences telles que celles de Warburg<sup>(1)</sup>, Birkeland<sup>(2)</sup>, Sieveking<sup>(3)</sup>, Meurer<sup>(4)</sup>, etc., on ne lui a pas donné jusqu'ici de réponse générale. Il semble que l'on ait observé une élévation du potentiel explosif plus souvent qu'un abaissement, et que le premier phénomène apparaisse de préférence quand les deux champs électrique et magnétique sont perpendiculaires, le second quand ils sont parallèles. Peut-être ce manque de généralité des résultats obtenus doit-il être attribué à l'absence de toute vue théorique dans la plupart des essais tentés jusqu'à ce jour.

Des travaux expérimentaux récents de MM. Righi et Gouy sont venus jeter quelque lumière sur cette question, en nous fournissant des moyens simples de réaliser à coup sûr des abaissements nets du potentiel explosif par le champ magnétique. D'autre part, grâce aux travaux bien connus de J.-J. Thomson, de Townsend et de leurs élèves sur le mécanisme de production de la décharge disruptive, on peut tenter aujourd'hui de relier à la théorie électronique tous les problèmes qui se rattachent à cette question. C'est ce double point de départ, expérimental et théorique, qui m'a amené à entreprendre le travail dont je vais résumer les résultats.

Je commencerai par rappeler les résultats obtenus par M. Gouy, puis j'exposerai les expériences que j'ai moi-même effectuées sur le même sujet ainsi que l'interprétation théorique que j'ai été amené à en proposer. Je terminerai par quelques remarques relatives aux expériences de M. Righi et aux interprétations générales que l'on peut tenter actuellement des faits observés.

M. Gouy a exposé ses résultats dans deux notes<sup>(5)</sup>. Il a utilisé d'abord des tubes à anode cylindrique généralement volumineuse et deux cathodes placées à l'intérieur du cylindre anodique : ce sont, par exemple, des boules placées sur un diamètre d'une section droite du cylindre anodique, et soutenues par des tiges entourées de tubes de verre. Silevide est très avancé et par conséquent le potentiel dis-

(1) WARBURG, *Wied., Ann.*, LXII (1897), p. 385.

(2) BIRKELAND, *Comptes Rendus*, CXXVI (1898), p. 586.

(3) SIEVEKING, *Ann. de Phys.*, XX (1906), p. 209.

(4) MEURER, *Ann. de Phys.*, XXVIII (1909), p. 199.

(5) GOUY, *Comptes Rendus* du 30 juin et du 5 décembre 1910.

ruptif très élevé, l'établissement d'un champ magnétique abaisse considérablement le potentiel explosif (de 10.000 volts à 400 volts par exemple), si le champ est parallèle à la ligne joignant les cathodes. C'est ce que M. Gouy appelle la *position privilégiée*. Cette action s'affaiblit et disparaît rapidement si on incline le champ magnétique sur la direction précédente. Si le potentiel que l'on a mis sur le tube est convenablement choisi, le champ magnétique allume la décharge en position privilégiée ; celle-ci s'éteint au contraire si on s'en écarte. Le phénomène conserve la même allure *jusqu'à la limite des champs magnétiques atteints* (quelques milliers de gauss). Il est accompagné d'un autre phénomène, qui est l'apparition d'une vive lumière entre les cathodes, quand la décharge est rallumée par le champ magnétique.

M. Gouy remarque que toute paroi de verre dans l'ampoule peut jouer le rôle de cathode secondaire si elle est atteinte par un faisceau magnétocathodique. Ces cathodes secondaires peuvent intervenir comme les cathodes ordinaires pour abaisser le potentiel explosif, et c'est ce qui explique que le phénomène de M. Gouy puisse être observé dans les tubes à une seule cathode (1). M. Gouy est ainsi conduit à énoncer la règle générale suivante que je cite textuellement :

« Aux vides élevés, lorsque des charges négatives sont reliées (ou près de l'être) par des lignes de force magnétiques, elles produisent une action de nature inconnue qui est mise en évidence par un abaissement extrême du potentiel explosif, et par la production de la lumière intercathodique. »

Pour abréger, nous désignerons, avec M. Gouy, cette action sous le nom d'*action intercathodique*.

Dans une seconde note, M. Gouy s'est occupé du cas où l'action intercathodique est exclue grâce à la disposition donnée au tube. Il trouve alors que l'action du champ magnétique consiste tantôt en un accroissement, tantôt en une diminution du potentiel explosif. D'une manière générale, « le champ magnétique multiplie le potentiel explosif par un facteur N d'autant plus grand que le faisceau magnétocathodique est plus raccourci ».

*Disposition des expériences.* — Les tubes que j'ai employés étaient tous assez petits pour être placés entre les pôles d'un électro-aimant.

(1) Il en est encore de même, si le faisceau magnétocathodique issu d'un point d'une cathode rencontre un autre point de la même cathode.



Leur longueur totale était comprise entre 50 et 60 millimètres, leur largeur était de 30 millimètres environ. Ils sont fixés à la canalisation de vide de manière que leur plus grande longueur soit horizontale. Le champ magnétique, qui est lui-même horizontal, peut tourner par rapport au tube, de manière à ce qu'on puisse observer les variations signalées par M. Gouy.

L'électro-aimant est du type Weiss (petit modèle) et peut tourner autour d'un axe vertical passant au milieu de l'intervalle polaire et aussi au milieu du tube à décharges. On peut ainsi faire varier de 0 à 90° l'angle du champ magnétique et de l'axe du tube. Nous désignerons dans tous les cas par A et B ces deux positions extrêmes ; la première coïncide en général avec la position privilégiée de M. Gouy.

Pour connaître approximativement les champs magnétiques utilisés, on s'est servi d'un fluxmètre qui avait été étalonné au préalable. On a envoyé dans l'électro quelques courants connus, et construit la courbe de variation du champ magnétique en fonction du courant magnétisant. On peut alors avoir une valeur approchée du champ magnétique correspondant à un courant quelconque. Le champ magnétique maximum était de 3.500 gauss environ. Mais on a rarement eu besoin de dépasser 2.000 gauss.

La décharge était produite au moyen d'une batterie de petits accumulateurs donnant jusqu'à 2.000 volts. Il était mesuré au moyen d'un voltmètre multicellulaire. Une résistance à eau distillée et un milliampèremètre étaient intercalés sur le circuit de décharge. Sauf indication contraire, les courants de décharge seront donnés dans tout ce qui suivra en cent millièmes d'ampères.

*Existence d'un champ magnétique optimum.* — Le tube que j'ai employé d'abord<sup>(1)</sup> contenait, comme quelques-uns des tubes de M. Gouy, une anode cylindrique H (*fig. 1*) de 28 millimètres de diamètre et de 40 millimètres de longueur, munie de deux fenêtres de 10 millimètres de côté permettant de voir ce qui se passe à son intérieur. Les deux cathodes C, C' qui sont deux fils d'aluminium terminés par des boules de 1<sup>mm</sup>,5 de diamètre, placées à 8 millimètres l'une de l'autre, sont fixées dans l'axe du cylindre anodique et dans le prolongement l'une de l'autre.

---

<sup>1</sup> Dans mes premières expériences (C. R. du 7 novembre 1910), j'avais cru reproduire exactement le dispositif des premiers tubes de M. Gouy. En réalité, il n'en était rien, le cylindre anodique de M. Gouy étant perpendiculaire et non parallèle au champ magnétique.

Ce tube à deux cathodes permet de constater aisément l'action intercathodique de M. Gouy. L'électro-aimant étant dans la position A et le potentiel électrique utilisé de 600 volts, on fait le vide jusqu'à ce que la décharge ne passe plus. Il est nécessaire pour cela d'abaisser la pression jusque vers  $1/30$  de millimètre de mercure, de manière à être notablement au-dessous de la pression correspondant au potentiel minimum (qui, comme on sait, est d'environ 340 volts dans l'air). A ce moment un courant de 6 ampères est envoyé dans

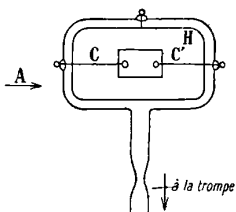


FIG. 1.

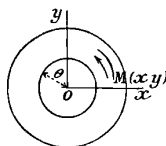


FIG. 2.

l'électro (champ magnétique de 1.400 gauss environ) : la décharge est allumée. Si l'on tourne l'électro de part et d'autre de la position A, la décharge s'éteint. C'est le phénomène signalé par M. Gouy.

Augmentons maintenant le courant qui alimente l'électro. On observe aussitôt le fait suivant que M. Gouy n'a pas rencontré avec les formes de tubes qu'il utilise : la décharge, allumée par un champ de 1.400 gauss, s'affaiblit peu à peu quand le champ augmente et s'annule pour un champ de 3.000 gauss environ (16 ampères dans l'électro); elle se rallume si on diminue le champ. Ainsi il existe un *champ magnétique optimum* pour produire le phénomène de M. Gouy. Si le champ est trop fort, l'action intercathodique n'a plus lieu.

Ce résultat peut, avec le même tube, être mis en évidence de bien d'autres manières :

1° Sans rien changer aux conditions précédentes, fermons et ouvrons successivement le circuit de l'électro sur un courant de 16 ampères (qui donne un champ magnétique *trop fort*). On constate, au moment de la fermeture, une lueur très brève dans le tube, et, au moment de l'ouverture, une nouvelle lueur plus prolongée (une à deux secondes). Cela tient à ce que, pour produire ou supprimer le champ magnétique trop fort de 3.000 gauss, on a nécessairement passé par l'intermédiaire du champ optimum (de l'ordre de 1.400 gauss), d'où passage *temporaire* de la décharge ;

2° Utilisons encore un champ trop fort, de 2.100 gauss environ, et établissons-le en permanence. La décharge ne passe pas. Tournons l'électro à droite ou à gauche de la position A, la composante du champ magnétique parallèle aux cathodes diminue et prend, si l'écart est convenable, la valeur la plus favorable au passage de la décharge : *la décharge s'allume. Elle s'éteint à nouveau si l'on ramène l'électro à la position privilégiée.* Le phénomène est devenu, au moins en apparence, exactement complémentaire de celui que M. Gouy a signalé. Mais l'on voit que cette apparence s'explique aussitôt, si l'on tient compte de l'existence du champ magnétique optimum.

*Interprétation théorique.* — Les idées que nous avons aujourd'hui sur le mécanisme de la décharge disruptive sont, depuis les travaux de J.-J. Thomson et de Townsend, devenues assez nettes pour qu'il soit possible de chercher une interprétation théorique des faits précédents. Je rappellerai d'abord brièvement le rôle que l'on attribue aux corpuscules cathodiques dans la formation d'une décharge.

Supposons que l'on place dans un champ électrique uniforme un gaz renfermant quelques électrons libres (ce qui arrivera toujours si la pression est assez basse) ; ces électrons, sous l'influence du champ, acquerront une énergie cinétique qui s'accumulera pendant leur parcours libre et qui se dissipera au moment de leurs chocs contre les molécules. Si le parcours libre est assez grand (c'est-à-dire la pression assez faible) pour que l'énergie cinétique accumulée pendant le parcours dépasse l'énergie nécessaire pour détacher un corpuscule d'une molécule du gaz, il pourra arriver qu'au moment du choc il y ait effectivement rupture de la molécule heurtée avec production d'un électron libre : c'est l'*ionisation par chocs*. Dès lors il est évident que, les nouveaux électrons s'ajoutant aux anciens, les charges électriques libérées dans le gaz vont aller en croissant suivant une loi exponentielle, le courant qui traverse le gaz prendra donc très rapidement une valeur énorme : *la décharge prendra la forme disruptive*. Si la pression du gaz est abaissée progressivement, l'ionisation par chocs aura lieu pour un potentiel de plus en plus faible, puisque le parcours libre moyen des électrons augmente. Il y aura donc abaissement du potentiel explosif. Mais il arrivera un moment où, en poursuivant le vide, le parcours libre moyen des corpuscules deviendra égal ou supérieur à la distance des électrodes. Dès lors les corpuscules, projetés de la cathode vers l'anode, ne rencontreront plus en moyenne aucune molécule dans leur trajet à tra-

vers le gaz. Leur parcours réel deviendra inférieur au libre parcours moyen. Leur force vive ne sera plus utilisée pour ioniser par chocs : le *potentiel disruptif va remonter très rapidement*. Ainsi il doit exister, et l'expérience le confirme, un potentiel critique ou minimum pour lequel la décharge est la plus facile, et qui est obtenu pour une pression telle que le parcours libre moyen des électrons soit égal à la distance des électrodes.

Il est facile de voir que les effets observés seront tout à fait du même genre si, la pression restant fixe, on *accroît la distance des électrodes*. On trouvera encore un potentiel de décharge minimum pour une distance des électrodes égale au parcours moyen des électrons sous la pression considérée. Et on conçoit facilement que la théorie précédente, traduite par le calcul, conduise, en champ uniforme, à la loi bien connue de Paschen, d'après laquelle le potentiel disruptif ne dépend que du produit de la distance des électrodes par la pression.

Lorsque le tube est placé dans un champ magnétique, la trajectoire des électrons est déformée par le champ ; elle peut être, suivant les cas, allongée ou raccourcie. Or ces variations auront, d'après ce qui précède, la plus grande influence sur l'ionisation par chocs, et par suite sur le potentiel disruptif. Si le calcul de la déformation des trajectoires est possible, il sera possible aussi de prévoir, suivant les cas, un accroissement ou une diminution du potentiel disruptif.

Or, dans les expériences décrites plus haut, la disposition relative des champs électrique et magnétique est assez simple pour permettre le calcul. Le champ électrique est, en effet, sensiblement cylindrique, si l'on fait abstraction de la perturbation provenant de l'intervalle qui sépare les deux cathodes ; le champ magnétique est parallèle à l'axe du cylindre. Désignons le champ magnétique par  $H$ , le rayon de l'électrode intérieure par  $a$ , la charge et la masse d'un électron par  $e$  et  $m$ . A temps  $t$ , l'électron a les coordonnées  $x$  et  $y$  par rapport à un système d'axes rectangulaires situé dans la section droite du cylindre qui le contient, et il est placé en un point  $M$  où le potentiel électrostatique est  $V$  (fig. 2).

Les équations de son mouvement sont donc :

$$\begin{aligned} m \frac{d^2x}{dt^2} &= -e \frac{\partial V}{\partial x} + eH \frac{dy}{dt}, \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= -e \frac{\partial V}{\partial y} - eH \frac{dx}{dt}. \end{aligned}$$

Leur intégration est facile et conduit au résultat suivant : l'électron, au lieu de suivre un rayon des électrodes cylindriques, parcourra une spirale en tendant vers un cercle asymptote. Le rayon  $R$  de ce cercle est défini par l'égalité :

$$(1) \quad \left( R - \frac{a^2}{R} \right)^2 = \frac{8m}{e} \frac{H^2}{V},$$

dans laquelle  $V$  représente maintenant la différence de potentiel entre les points du cercle asymptote et l'électrode intérieure. Si l'électrode intérieure a un rayon suffisamment faible vis-à-vis de celui du cylindre anodique, le champ est tout entier localisé près d'elle, et l'on peut confondre  $V$  avec la différence de potentiel entre les deux électrodes.

Ce calcul permet d'expliquer aisément les résultats expérimentaux obtenus précédemment :

1° Si le champ magnétique est très petit, les électrons rencontrent l'anode avant d'avoir pu s'approcher du cercle asymptote, leur trajectoire est peu allongée, le potentiel disruptif n'est pas modifié, et, si la pression est inférieure à la pression critique, le potentiel de décharge reste supérieur au potentiel minimum ;

2° Si  $H$  croît alors jusqu'à une valeur telle que  $R$  soit inférieur au rayon de l'anode, l'électron tend à rester indéfiniment dans le gaz en se rapprochant de plus en plus du cercle asymptote. Le trajet réel des électrons qui, en l'absence de champ magnétique, était inférieur à leur libre parcours moyen, tend à redevenir égal, ou supérieur à ce parcours. En d'autres termes, tout se passera comme si l'on avait accru la distance des électrodes. Les corpuscules, qui en moyenne ne rencontraient plus aucune molécule, les rencontreront à nouveau et les ioniseront par leurs chocs. La décharge passera à travers le gaz. Ainsi le champ magnétique aura abaissé le potentiel disruptif ;

3° Si le champ magnétique devient très intense, la spirale décrite par un électron est tout entière ramassée au voisinage de la cathode. L'électron pourra encore rencontrer des molécules, mais comme il n'aura parcouru, dans le sens du champ électrique, qu'un espace insignifiant, son énergie cinétique sera insuffisante pour produire une ionisation par collision. La décharge s'éteindra.

Ainsi la théorie explique qualitativement d'une manière complète le phénomène d'abaissement du potentiel explosif observé par

M. Gouy, ainsi que l'existence du champ magnétique optimum que les expériences décrites nous ont révélée.

*Vérifications expérimentales.* — On peut confirmer simplement l'explication précédente en modifiant le tube à décharges. On soude l'une à l'autre les deux cathodes, de manière à les remplacer par une cathode unique placée dans l'axe du cylindre anodique et traversant le tube de part en part. Le champ électrique est ainsi rendu plus rigoureusement cylindrique que dans le premier tube, et les résultats doivent rester les mêmes. C'est ce que l'expérience confirme de tous points. Le nouveau tube est représenté sur la *fig. 3*.

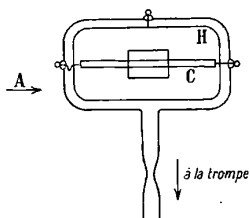


FIG. 3.

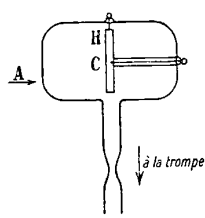


FIG. 4.

Si le champ magnétique est convenable, l'effet de M. Gouy s'observe avec la plus grande netteté. Il y a rallumage de la décharge en position privilégiée, extinction si on tourne l'électro de part et d'autre. Si l'on accroît le champ magnétique, on constate encore l'existence d'un champ magnétique optimum, au-dessus duquel la décharge est moins bien rallumée par le champ magnétique et même ne l'est plus. A ce moment une rotation de l'électro peut à son tour rallumer la décharge; c'est le renversement de l'effet de M. Gouy. De même on observe l'allumage temporaire du tube à la fermeture et à l'ouverture du circuit de l'électro. Tous ces phénomènes n'apparaissent d'ailleurs, comme le veut la théorie, qu'au-dessous de la pression critique.

Voici un exemple numérique. La pression de l'air étant de  $0^{\text{mm}},06$  environ et la différence de potentiel de 360 volts, on envoie dans l'électro un courant de 0,6 ampère (correspondant à un champ magnétique de quelques centaines de gauss seulement). La décharge, qui ne passait pas, est allumée si l'électro est dans la position A : le courant de décharge est de 24 cent-millièmes d'ampère. On tourne l'électro, la décharge s'éteint; on le ramène, elle se rallume. C'est l'effet de M. Gouy.

Le courant de l'électro' est élevé jusqu'à 5 ampères (1.300 gauss environ). La décharge, qui passait tout à l'heure en position privilégiée, s'éteint. Elle se rallume si on baisse le courant ou si on tourne l'électro. Elle se rallume aussi un instant si on coupe le courant magnétisant. C'est le phénomène complémentaire de celui de M. Gouy.

Voici encore quelques particularités intéressantes :

1° Lorsque le vide est assez poussé, la décharge ne passe plus sous 800 volts, par exemple. Le champ magnétique en position privilégiée le rallume sous 400 volts, si la pression est convenable. Le rallumage a lieu aussi, bien entendu, pour tout potentiel compris entre 400 et 800 volts, et la décharge est d'autant plus brillante que le potentiel est plus élevé. Si, avec un champ magnétique donné, on veut alors éteindre la décharge en tournant l'électro, on constate que cette extinction est d'autant plus difficile, c'est-à-dire nécessite une rotation d'autant plus grande, que le potentiel de décharge est plus élevé; elle a d'ailleurs l'aspect d'une nappe lumineuse horizontale, qui n'est autre chose qu'un large faisceau magnéto-cathodique. Si le potentiel de décharge est assez grand, la décharge ne s'éteindra plus même quand l'électro sera amené dans la position B. On peut alors observer avec la plus grande netteté la partie relativement obscure du faisceau magnéto-cathodique, *qui le fait ressembler à la partie négative d'une décharge ordinaire.*

2° Si l'on utilise un champ magnétique beaucoup plus fort, on arrive, comme on l'a vu, à éteindre en position privilégiée une décharge qu'avait rallumée un champ faible. Il peut ne plus en être de même si l'on accroît le potentiel de décharge. Le champ magnétique optimum *croît rapidement avec le potentiel de décharge.* Ce résultat, que la formule (1) permettait de prévoir, est une nouvelle confirmation de la théorie.

J'ai tenu à confirmer les résultats précédents avec d'autres formes de tubes, et aussi à tenter quelques vérifications quantitatives. Voici les expériences que j'ai instituées à cet effet :

I. — Si la théorie est exacte, on doit pouvoir en retrouver les résultats en réduisant l'anode et la cathode à une très faible longueur dans le sens du champ magnétique, en pratiquant, en quelque sorte, une section droite dans le tube de la *fig. 3*. J'ai été ainsi conduit à employer le tube de la *fig. 4*. L'anode H est un simple fil d'aluminium circulaire. La cathode C est un fil d'aluminium protégé par du verre, sauf à son extrémité, et placé perpendiculairement au

cercle anodique. La partie dénudée de la cathode arrive exactement au centre de l'anode. On a ainsi réalisé une cathode ponctuelle au centre d'une anode circulaire. Il est visible que la théorie exposée tout à l'heure s'applique encore au cas où le champ magnétique est perpendiculaire au plan du cercle.

L'expérience en a de nouveau pleinement confirmé les résultats. Je me bornerai à indiquer que le phénomène de M. Gouy s'observe ici encore avec netteté, ainsi que le champ magnétique optimum. Le faisceau magnéto-cathodique presque linéaire que l'on obtient dans ce tube présente de plus quelques particularités sur lesquelles je compte revenir plus tard.

III. — Quant aux vérifications quantitatives, elles ont été de deux ordres :

La formule (1) permet, lorsqu'on a mesuré le champ magnétique optimum  $H$ , avec un potentiel de décharge donné  $V$ , de calculer le rayon  $R$  du cercle asymptote vers lequel tendent les électrons. On connaît en effet le rapport  $e/m$  dont la valeur en unités électromagnétiques est environ  $1,73 \times 10^7$ . Le calcul fournit ainsi pour  $R$  une valeur comprise entre les rayons des deux électrodes, ce qui constitue une concordance très satisfaisante.

D'autre part j'ai, sous la pression de  $0^{\text{mm}},27$  et avec le tube à anode cylindrique représenté sur la *fig. 3*, construit la courbe de variation du potentiel explosif en fonction du champ magnétique, ce dernier étant en position A. Cette courbe est exactement semblable à celle que fournirait un tube extérieur au champ magnétique dans lequel on ferait changer la pression, ou encore un tube à électrodes mobiles dans lequel, sous la même pression, on ferait varier la distance des électrodes. En particulier, la courbe présente un minimum très accentué de 340 volts lorsque le courant magnétisant est d'environ 0,9 ampère. La valeur obtenue est précisément la valeur bien connue du potentiel minimum dans l'air. On retrouve et précise ainsi la notion de champ magnétique optimum indiquée plus haut, et l'on voit que l'effet du champ magnétique est simplement d'accroître, autrement que par un déplacement mécanique, la longueur des trajectoires des électrons.

*Expériences complémentaires.* — M. Gouy a fait des objections à quelques-unes des expériences précédentes (\*). Dans les tubes à

---

(\*) Gouy, C. R. du 5 décembre 1910.



anode cylindrique que j'ai décrits, les cathodes émettent des faisceaux magnéto-cathodiques qui, au voisinage de la position privilégiée, sortent librement de l'anode, qui est ouverte à ses extrémités, et vont rencontrer le verre de l'ampoule où ils créent des cathodes secondaires. M. Gouy considère comme possible que ces cathodes secondaires, par un mécanisme qu'il ne précise pas, compliquent le phénomène, et expliquent le renversement que j'ai observé, c'est-à-dire le champ magnétique optimum. « J'ai toujours, dit-il, en évitant les cathodes secondaires, constaté un minimum très marqué du voltage en position privilégiée, avec des champs allant jusqu'à 6.000 gauss, et des ampoules de dimensions diverses. »

Bien que l'accord même de mes résultats avec la théorie puisse être considéré comme une preuve suffisante de l'absence d'influence des cathodes secondaires, j'ai tenu à écarter cette objection par une expérience directe. J'ai utilisé à cet effet le tube représenté sur la *fig. 5*. L'anode est un cylindre d'aluminium *complètement clos à ses extrémités* et muni seulement de deux fenêtres latérales pour en examiner l'intérieur. La cathode est un fil d'aluminium placé dans l'axe du cylindre et supporté à une extrémité par un fil transversal entouré d'un tube de verre et traversant un petit trou pratiqué dans l'anode. Ce tube réalise la disposition des deux champs électrique et magnétique qui est nécessaire pour que la théorie soit applicable, tout en évitant les cathodes secondaires.

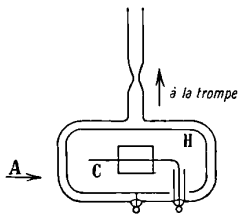


FIG. 5.

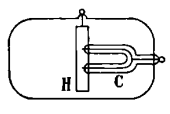


FIG. 6.

Or ce tube se comporte à tous égards comme le tube à anode ouverte de la *fig. 3*. Avec un potentiel de 615 volts et une pression de 1/12 de millimètre, le phénomène de M. Gouy est parfaitement net, si le courant magnétisant est de 1,1 ampère. Il est remplacé par l'effet complémentaire si le courant est de 13 ampères (2.700 gauss environ). Il y a donc encore un champ magnétique optimum.

J'ai voulu enfin soumettre à une épreuve directe la règle de

M. Gouy relative à l'action intercathodique. A cet effet j'ai réalisé le tube de la *fig. 6*. L'anode est un cylindre métallique de très faible hauteur (3 millimètres environ). La cathode est formée d'un fil de platine en forme d'U entouré de verre sauf à ses extrémités et disposé de telle sorte que les deux parties libres soient près du centre de l'anneau cylindrique et entièrement cachées par lui quand on regarde par le côté. On a ainsi réalisé deux cathodes ponctuelles voisines du centre d'une anode cylindrique aplatie. Si les idées auxquelles je me rattache sont correctes, ce tube doit, à peu de chose près, se comporter comme celui de la *fig. 4* à une seule cathode. D'après M. Gouy au contraire, si l'on oriente le champ magnétique parallèlement à la droite qui joint les deux cathodes, on doit observer l'action intercathodique sans l'intervention d'aucune cathode secondaire (puisque les rayons magnéto-cathodiques tombent sur l'anode), c'est-à-dire qu'il doit toujours y avoir abaissement du potentiel disruptif. Or, si la pression est de  $0^{\text{mm}},33$  et le potentiel utilisé de 650 volts, la décharge passe en l'absence de champ magnétique. Elle s'éteint dans un champ magnétique de 1.400 gauss; elle se rallume si on le supprime. Au contraire, si le champ magnétique est moindre, la décharge peut subsister dans le champ magnétique, en même temps qu'il se forme un faisceau magnéto-cathodique rencontrant l'anode et dessinant un de ses diamètres.

Cette expérience montre que la règle de l'action intercathodique de M. Gouy n'est pas générale.

Je laisserai pour l'instant de côté la seconde règle de M. Gouy relative au cas où l'action intercathodique est exclue, et qui fait intervenir la longueur du faisceau magnéto-cathodique. Il n'est peut-être pas impossible de la ramener, elle aussi, à la théorie électronique. Mais il est nécessaire d'éclaircir quelques questions relatives aux rayons magnéto-cathodiques. Aussi reviendrai-je plus tard sur ce point.

*Les expériences de M. Righi* (1). *Conclusion.* — Dans les expériences de M. Righi, les électrodes sont deux plateaux parallèles de distance faible vis-à-vis de leur diamètre. Le champ magnétique peut être placé parallèlement ou perpendiculairement au champ électrique. Dans les deux cas, on observe un minimum du potentiel disruptif pour une valeur convenable du champ magnétique. Ce minimum est

---

(1) RIGHI, *Acc. di Bologna*, mai 1910; *le Radium*, août 1910.

ordinairement très supérieur au potentiel critique dans l'air. Cette observation, antérieure aux miennes, est en complet accord avec elles, au point de vue qualitatif.

En répétant ces expériences avec un tube à plateaux distants de 1 millimètre construit sur le modèle de ceux de M. Righi, j'ai pu confirmer aisément ses résultats lorsque les deux champs sont parallèles. Ainsi, sous une pression de  $0^{\text{mm}},1$ , le potentiel disruptif décroît depuis 1.000 volts environ jusqu'à un minimum de 540 volts pour croître de nouveau lorsque le courant magnétisant augmente. Il est par conséquent facile de réaliser sur ce tube l'expérience de M. Gouy. Ainsi, sous une pression de 2 millimètres et pour un champ magnétique de 800 gauss, la décharge, que 400 volts ne suffisaient pas à faire passer, est allumée. Si on tourne l'électrode de part et d'autre de la position privilégiée, l'extinction se produit.

Les phénomènes m'ont paru beaucoup moins nets quand les deux champs électrique et magnétique sont perpendiculaires. Il peut arriver alors qu'il n'y ait plus de champ magnétique optimum, mais que le potentiel disruptif soit toujours élevé par la décharge.

La grosse difficulté que l'on rencontre avec ce montage et qui lui ôte une grande partie de son intérêt théorique, c'est que, dans les expériences, *la décharge ne passe pour ainsi dire jamais en champ uniforme*. Comme on opère au-dessous du potentiel critique, la décharge contourne les deux plateaux dont l'intervalle reste tout à fait obscur. Elle peut alors se déplacer tout autour des plateaux, sa position à un moment donné n'étant définie que par les irrégularités des deux champs. On s'explique ainsi que les observations soient un peu irrégulières, et on voit que la trajectoire des électrons déformée par le champ magnétique ne peut plus se calculer. Il est donc difficile de soumettre les nombres de M. Righi au contrôle de la théorie.

On peut espérer tourner la difficulté précédente en obligeant la décharge à passer en champ uniforme : il suffit pour cela d'utiliser l'ingénieux dispositif qui a servi à Carr <sup>(1)</sup> à étudier la loi de Paschen. Quelques essais que j'ai tenté dans cette voie m'ont montré que les résultats observés par M. Righi étaient considérablement modifiés par cette disposition, le champ magnétique n'ayant plus qu'un effet insignifiant sur le potentiel de décharge quand il est parallèle au champ électrique. Je me propose de continuer mes

---

<sup>1)</sup> CARR, *Proc. Roy. Soc.*, LXXI (1903), p. 374.

recherches dans cette voie, qui permettront probablement de nouveaux contrôles théoriques.

Pour conclure, je résumerai ainsi mes résultats :

J'ai indiqué un cas simple dans lequel l'influence du champ magnétique sur le potentiel explosif peut être prévu par la théorie électronique moderne de la décharge disruptive. C'est le cas d'un champ électrique cylindrique et d'un champ magnétique parallèle à l'axe du cylindre. Dans ce cas, les prévisions théoriques sont complètement vérifiées par l'expérience. Il y a, dans les champs magnétiques moyens, abaissement du potentiel explosif, et au contraire élévation de ce potentiel dans les champs plus intenses.

Dans les autres cas, le calcul est malheureusement souvent inabordable. Des règles pratiques comme la règle de l'action intercatodique de M. Gouy peuvent alors rendre des services, mais en n'oubliant pas qu'elles peuvent présenter des exceptions qui leur ôtent une partie de leur intérêt théorique.

---

**SUR LE POUVOIR DISPERSIF DES COMBINAISONS DE PRISMES.  
APPLICATION AUX SPECTROSCOPES (*fin*) (1);**

PAR M. GEORGES MESLIN.

Il nous reste à envisager le cas où un prisme composé, étant retourné bout pour bout, est traversé en sens contraire par le rayon lumineux. Nous allons montrer que le nouveau pouvoir dispersif  $\Delta'$  est relié au pouvoir dispersif  $\Delta$  et au pouvoir amplifiant  $A$  antérieurs par une équation tout à fait semblable à celle qui intervient dans le cas d'un prisme unique et qui est la suivante :

$$\delta'_1 = \frac{\delta_1}{\alpha_1} \quad \delta'_2 = \frac{\delta_2}{\alpha_2};$$

d'autre part (2)

$$\alpha'_1 = \frac{1}{\alpha_1} \quad \alpha'_2 = \frac{1}{\alpha_2}$$

---

(1) Voir ce volume, page 88.

(2) On a en effet :

$$\alpha = \frac{de}{di} \quad \text{et} \quad \alpha' = \frac{di}{de} \quad \text{d'où :} \quad \alpha' = \frac{1}{\alpha}.$$

en réservant les lettres accentuées pour le cas du prisme retourné.

Ceci posé, considérons un prisme composé quelconque  $A_1, A_2$  recevant d'abord le rayon sur  $A_1$ . La dispersion est donnée par

$$\Delta = \delta_2 + \alpha_2 \delta_1$$

en omettant pour plus de simplicité les différentielles  $dn_1, dn_2, dn$  ou  $d\lambda$ , qui affectent les termes  $\delta$  ou  $\Delta$ . En recevant ensuite la lumière sur le prisme  $A_2$ , la dispersion est

$$\Delta' = \delta'_1 + \alpha'_1 \delta'_2.$$

Mais

$$\delta'_1 = \frac{\delta_1}{\alpha_1} \quad \delta'_2 = \frac{\delta_2}{\alpha_2} \quad \alpha'_1 = \frac{1}{\alpha_1}$$

d'où

$$\Delta' = \frac{\delta_1}{\alpha_1} + \frac{\delta_2}{\alpha_1 \alpha_2} = \frac{1}{\alpha_1 \alpha_2} (\delta_2 + \alpha_2 \delta_1).$$

Or le pouvoir amplifiant  $A$  du prisme composé est donné par

$$A = \frac{de_2}{di_1} = \frac{de_2}{di_2} \times \frac{di_2}{di_1} = \pm \frac{de_2}{di_2} \times \frac{de_1}{di_1} = \pm \alpha_1 \alpha_2.$$

La dernière équation fournit donc pour  $\Delta'$  :

$$\Delta' = \frac{\Delta}{A} \quad \text{identique à} \quad \delta' = \frac{\delta}{\alpha}.$$

Ces formules peuvent être généralisées pour un nombre quelconque de prismes.

On a en effet pour  $p$  systèmes réfringents :

$$\Delta = \delta_p + \alpha_p \delta_{p-1} + \alpha_p \alpha_{p-1} \delta_{p-2} + \dots + \alpha_p \alpha_{p-1} \dots \alpha_2 \delta_1$$

puis, pour le passage en sens inverse :

$$\begin{aligned} \Delta' &= \delta'_1 + \alpha'_1 \delta'_2 + \alpha'_1 \alpha'_2 \delta'_3 + \dots + \alpha'_1 \alpha'_2 \dots \alpha'_{p-1} \delta'_p \\ &= \frac{\delta_1}{\alpha_1} + \frac{\delta_2}{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{\delta_3}{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3} + \dots + \frac{\delta_p}{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_p} \\ &= \frac{1}{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_p} (\delta_p + \alpha_p \delta_{p-1} + \dots + \alpha_p \alpha_{p-1} \dots \alpha_2 \delta_1) \end{aligned}$$

d'où

$$\Delta' = \frac{\Delta}{A} \quad \text{car} \quad A = \alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_p.$$

NOTE COMPLÉMENTAIRE SUR LE POUVOIR AMPLIFIANT  
DES PRISMES COMPOSÉS.

Des considérations analogues aux précédentes peuvent être développées à propos du pouvoir amplifiant des prismes composés.

Envisageons une série de  $p$  prismes invariablement fixés les uns par rapport aux autres, le premier recevant un faisceau sous une incidence variable  $i_1$  et le laissant sortir sous une émergence  $e_1$ ; le dernier le recevant sous une incidence  $i_p$  et le renvoyant finalement sous une émergence  $e_p$ ; le pouvoir amplifiant d'un tel système sera défini par le quotient :

$$\frac{de_p}{di_1}.$$

D'autre part, la déviation totale  $\Delta$  étant la somme des déviations produites par chaque prisme et qui sont les suivantes :

$$\begin{aligned} i_1 + e_1 - A_1 \\ i_2 + e_2 - A_2 \\ i_p + e_p - A_p \end{aligned}$$

si l'on tient compte des équations de condition qui relient l'émergence et l'incidence successives sur deux prismes contigus dont les faces voisines font entre elles l'angle  $A_{12}$ , équations (1) analogues à :

$$e_1 + i_2 = A_{12},$$

on a finalement pour la déviation totale  $\Delta$  :

$$\Delta = i_1 + e_p + C,$$

$C$  étant une constante pour un système rigide de prismes. Cette équation permet de prévoir, d'une manière générale, l'existence d'un (ou plusieurs) minimum de déviation donné par :

$$\frac{d\Delta}{di_1} = 0 \quad \text{ou} \quad 1 + \frac{de_p}{di_1} = 0,$$

qui montre qu'au moment du minimum (car nous verrons plus loin

(1) Nous nous bornerons à envisager le cas où les prismes sont placés à la suite les uns des autres dans la position où ils augmentent chaque fois la déviation.

qu'il n'y en a qu'un seul) le pouvoir amplifiant  $\frac{de_p}{di_1}$  est égal à l'unité en valeur absolue.

Proposons-nous d'étudier la variation du pouvoir amplifiant en dehors de ce cas. A la place  $\frac{de_p}{di_1}$  nous envisagerons l'expression équivalente :

$$\frac{de_1}{di_1} \times \frac{de_2}{de_1} \times \frac{de_3}{de_2} \dots \frac{de_p}{de_{p-1}}$$

et, en tenant compte des équations intermédiaires qui donnent, au signe près, les mêmes valeurs :

$$\begin{array}{l} \text{pour } de_1 \quad \text{et pour } di_2 \\ \quad \quad \quad de_2 \quad \quad \quad - \quad di_3 \\ \quad \quad \quad de_{p-1} \quad - \quad di_p \end{array}$$

nous considérerons la quantité :

$$\frac{de_1}{di_1} \times \frac{de_2}{di_2} \times \frac{de_3}{di_3} \dots \frac{de_p}{di_p},$$

qui représente dans tous les cas le pouvoir amplifiant en valeur absolue et dont il suffira de changer ou de conserver le signe, suivant que l'on aura un nombre pair ou impair d'éléments.

Cette expression montre que le pouvoir amplifiant résultant est égal au produit des pouvoirs amplifiants individuels, de même que le pouvoir amplifiant d'un prisme est le quotient des pouvoirs amplifiants des faces de sortie et d'entrée :

$$\frac{de}{dr'} \quad \text{et} \quad \frac{dr'}{di}$$

Or le pouvoir amplifiant d'un des prismes, du premier par exemple, est donné par :

$$-\frac{\cos i_1 \cos r'_1}{\cos e_1 \cos r_1},$$

que nous écrivons

$$\frac{\cos i_1}{\cos r_1} \cdot \frac{\cos e_1}{\cos r'_1},$$

On aura donc pour le pouvoir amplifiant A :

$$A = \frac{\frac{\cos i_1}{\cos r_1} \times \frac{\cos i_2}{\cos r_2} \times \dots \times \frac{\cos i_p}{\cos r_p}}{\frac{\cos e_1}{\cos r'_1} \times \frac{\cos e_2}{\cos r'_2} \times \dots \times \frac{\cos e_p}{\cos r'_p}}$$

en groupant au numérateur tous les termes relatifs aux incidences et au dénominateur tous les termes qui se rapportent aux émergences.

Cette expression permet de démontrer le théorème suivant :

THÉORÈME. — *Lorsqu'on fait varier l'incidence, le pouvoir amplifiant varie toujours dans le même sens.*

Prenons en effet le terme d'ordre  $q$  qui au numérateur est :

$$\frac{\cos i_q}{\cos r_q}$$

sa dérivée par rapport  $i_q$  est égale à :

$$\frac{-\cos r_q \sin i_q + \cos i_q \sin r_q \frac{dr_q}{di_q}}{\cos^2 r_q}$$

Or l'équation :

$$\sin i_q = n \sin r_q$$

donne

$$\cos i_q = n \cos r_q \frac{dr_q}{di_q}$$

La dérivée s'écrit donc :

$$\frac{-\cos r_q \sin i_q + \cos i_q \sin r_q \frac{\cos i_q}{n \cos r_q}}{\cos^2 r_q} \quad \text{ou} \quad -\sin i_q \frac{n^2 \cos^2 r_q - \cos^2 i_q}{n^2 \cos^3 r_q}$$

et comme on a toujours  $i_q > r_q$ , cette expression est constamment négative; d'où il résulte d'abord que le terme d'ordre  $q$  qui figure au numérateur varie toujours en sens inverse de  $i_q$ .

Si on étudie de même le terme correspondant qui figure au dénominateur :

$$\frac{\cos e_q}{\cos r'_q}$$

on reconnaît également qu'il varie en sens inverse de  $e_q$ . Mais d'autre part  $i_q$  et  $e_q$  varient en sens contraire, comme le montre l'étude



du pouvoir amplifiant d'un prisme unique ; enfin  $e_q$  et  $i_{q+1}$  varient également en sens inverse.

En définitive, lorsque  $i_1$  croît, il en est de même de  $i_2, i_3, i_4$ , et chacun des termes du numérateur va constamment en diminuant, mais en même temps  $e_1, e_2, e_3$  décroissent constamment et chacun des termes du dénominateur dont la variation est inverse va en augmentant.

Il en résulte que le pouvoir amplifiant varie toujours dans le même sens. Or nous avons vu qu'il prenait une valeur égale à l'unité au moment du minimum de déviation ; il ne la prend donc qu'une seule fois et il n'y a qu'un minimum de déviation. D'un côté de ce minimum, le pouvoir amplifiant est toujours inférieur à l'unité, de l'autre côté, il lui est toujours supérieur.

Si le prisme composé peut être partagé en deux moitiés symétriques l'une de l'autre, on peut pousser plus loin cette analyse. Considérons le rayon qui traverse symétriquement le système et pour lequel on a :

$$i_1 = e_p;$$

tous les angles sont d'ailleurs égaux deux à deux, mais la seule considération de cette dernière équation montre que le pouvoir amplifiant est égal à 1 et que l'on se trouve dans le cas du minimum de déviation.

De plus, il y aura une sorte de symétrie de part et d'autre de cette position ; en effet, si les équations sont satisfaites par un système de valeurs telles que :

$$i_1 = a, \quad e_1 = b, \dots, \quad i_p = m, \quad e_p = n,$$

elles le seront aussi par le système :

$$i_1 = n, \quad e_1 = m, \dots, \quad i_p = b, \quad e_p = a,$$

ces deux positions correspondent à la permutation dans la partie médiane de  $r_q$  et de  $r'_q$  ou à celle de  $e_q$  et  $i_q$  suivant que le nombre des prismes est pair ou impair et la déviation sera alors la même, mais la permutation du numérateur et du dénominateur, dans l'expression du pouvoir amplifiant, montre que les valeurs qu'il prend dans les deux cas sont les inverses l'une de l'autre.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLII, n<sup>os</sup> 4, 5, 6 et 7; janvier et février 1911.

U. CISOTTI. — Sur la réaction dynamique d'un jet liquide. — P. 181.

**Théorie mathématique.**

JEAN BECQUEREL. — Sur les modifications magnétiques des bandes de phosphorescence et d'absorption du rubis et sur une question fondamentale de magnéto-optique. — P. 183.

Expériences sur des lames de rubis taillées soit parallèlement, soit perpendiculairement à l'axe optique. Si la lame est réglée de façon que l'axe optique soit bien parallèle, ou bien normal aux lignes de force, on n'observe aucune différence entre l'effet longitudinal et l'effet transversal. Les anomalies signalées par du Bois et Elias<sup>(1)</sup> tiennent à un défaut d'orientation.

A. SENOUCHE. — Sur des expériences de télégraphie sans fil en aéroplane.  
P. 187.

Expériences poursuivies, depuis octobre 1910, à l'aérodrome de Buc, à bord d'un aéroplane Farman. L'envoi de signaux de T. S. F. n'offre aucune difficulté; il demande seulement des appareils légers et robustes, ne se dérégulant pas sous l'action des trépidations du moteur.

CH.-ED. GUILLAUME. — L'anomalie de dilatation des aciers au nickel. — P. 189.

Courbes des dilatabilités à 20° des aciers-nickel en fonctions de la teneur pour les alliages normaux, les alliages chromés et les alliages à forte teneur en manganèse.

EUGÈNE BLOCH. — Sur le potentiel de décharge dans le champ magnétique<sup>(2)</sup>.  
P. 191.

---

(1) *Annalen der Physik*, t. XXVII; 1908.

(2) Société de Physique, janvier 1911 : voir ce volume, p. 194.

H. DESLANDRES. — Recherches sur les mouvements des couches atmosphériques solaires par le déplacement des raies spectrales. Dissymétrie et particularités du phénomène. — P. 233.

*Historique.* — Mesures au *spectro-enregistreur des vitesses*, du déplacement, vers le rouge, de la raie  $K_3$  du calcium en tous les points du disque solaire et en particulier au centre et aux bords solaires. Ces mesures, rapportées directement à la raie terrestre, montrent que le déplacement négatif au bord est, en valeur absolue, notablement inférieur au déplacement positif relatif au bord ouest. L'auteur rapporte ces déplacements à la descente de la vapeur dans la région équatoriale combinée avec la rotation générale de l'astre, et les rattache, d'autre part, aux phénomènes découverts par Dufour <sup>(1)</sup> sur l'arc au mercure dans le vide mis en rotation rapide sous l'influence d'un champ magnétique, phénomène où se produit aussi un déplacement spectral dissymétrique.

G. LIPPMANN. — Action de forces extérieures sur la tension des vapeurs saturées et les gaz dissous dans un liquide. — P. 239 <sup>(2)</sup>.

GOUY. — Sur l'existence d'un élément périodique dans le rayonnement magnéto-cathodique. — P. 241 et 353.

Aux vides élevés, le faisceau magnéto-cathodique émis par un fil servant de cathode forme une nappe lumineuse, séparée de la cathode par un intervalle obscur. Cette nappe est sillonnée de franges brillantes et obscures, constituées par des rayons magnéto-cathodiques, très belles quand le faisceau se termine sur la paroi de verre de l'ampoule, paroi qui joue le rôle de cathode secondaire.

Les franges se resserrent quand le champ augmente, et l'étude des clichés de ces franges, pris à des pressions variant de  $10 \mu$  à  $20 \mu$  montre que les maxima d'intensité correspondent aux rayons dont les longueurs (mesurées sur les lignes de force magnétiques) sont des multiples exacts d'une longueur d'environ 7 millimètres pour 1 000 gauss et 2 000 volts, longueur inversement proportionnelle à la valeur du champ magnétique et qui dépend, d'autre part, du voltage

<sup>1)</sup> Voir ce volume, p. 109 ; — *C. R.*, juillet 1910.

<sup>2)</sup> Voir *J. de Phys.*, avril 1911.

d'excitation. Cette périodicité mise en évidence par divers artifices, est absolument invisible le long du faisceau, sur le sillon lumineux tracé dans le gaz de l'ampoule. La périodicité de structure du filet magnéto-cathodique, suivant sa longueur, est conforme à l'hypothèse qui explique les rayons magnéto-cathodiques par des enroulements d'électrons.

R. BOURGEOIS. — Sur une cause d'erreur instrumentale des appareils de mesure de base. — P. 246.

L'auteur montre que les anomalies constatées dans les mesures de la base de Blida sont dues à ce que cette base est sur une pente assez forte et régulière. Théorie.

AUGUSTE RIGHI. — Sur l'action ionisante probable du champ magnétique. P. 250.

Description d'expériences montrant que le champ magnétique, par son action sur les électrons en mouvement faisant partie de la structure des atomes, pourrait être une cause directe d'ionisation.

C. LIMB. — Compoundage des alternateurs au moyen des soupapes électrolytiques. — P. 252.

Le compoundage dépend du facteur de puissance  $\cos \varphi$  du circuit d'utilisation ; on le prévoit pour le cas le plus défavorable, pour la plus faible valeur possible de  $\cos \varphi$ , quitte à agir de temps en temps sur un rhéostat compensateur. Expériences [Voir *C. R. Ac. Sc.*, 1908 (mai et juillet)].

E. URBAIN; CL. SCAL et A. FEIGE. — Sur un nouveau type de lampe à arc à cathode de mercure et à lumière blanche. — P. 255.

L'anode est en tungstène ; métal dont le spectre s'étend aussi loin qu'on a pu le mesurer dans l'ultra-violet ; la cathode en mercure est à quelques millimètres de l'anode. L'enveloppe est en quartz. La dépense est de 0<sup>w</sup>,45 par bougie ; l'arc fonctionne sous 12 volts (vol-

tage qui peut augmenter en augmentant la pression par un gaz inerte). Le spectre de la lampe est continu, avec les raies du Hg en plus.

J. BOSELLI. — Vitesses de réactions dans les systèmes hétérogènes. — P. 256.

1° La vitesse de dissolution ou de vaporisation d'un solide dans un fluide est proportionnelle à une puissance égale environ aux  $\frac{4}{3}$  de la différence entre la concentration moyenne du solide dissous infiniment près de ce solide et la concentration générale dans le fluide ; elle est proportionnelle à la puissance  $\frac{1}{3}$  environ du coefficient de diffusion dans le fluide du solide en solution ;

2° Si le fluide est animé par rapport au solide d'un mouvement général rectiligne et uniforme, la vitesse de dissolution est proportionnelle à la racine carrée du coefficient de diffusion, à la racine carrée de la vitesse du courant général, à la différence de la concentration moyenne du solide infiniment près de ce solide et de la concentration générale dans le fluide.

Mêmes lois pour les vitesses de réaction avec combinaisons chimiques très rapides.

L. HACKSPILL. — Densité, coefficients de dilatation et variation de volume à la fusion, des métaux alcalins. — P. 259.

	Cesium	Rubidium	Potassium	Sodium
Densité à 0° . . . . .	1,9029	1,5248	0,859	0,9725
Coefficient de dilatation à l'état solide . . . . .	0,000291	0,00027	0,00025	0,000216
Coefficient de dilatation à l'état liquide (vers 100°) . . .	0,000345	0,000339	0,00028	0,000275
Augmentation de volume à la fusion . . . . .	2,32 0/0	2,28 0/0	2,42 0/0	1,5 0/0

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Photolyse des acides à fonction complexe par les rayons ultra-violetes. — Action des sels d'uranium comme catalyseurs lumineux. — P. 263.

Les acides linéaires complexes, où la fonction acide est jointe à  
*J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I. (Mars 1911.)

une fonction oxygénée, ont une tendance à être décomposés par la lumière avec dégagement de  $\text{CO}_2$ . Les sels d'urane diminuent en général la photolyse, sauf dans le cas des acides complexes où ils l'augmentent considérablement (de 4 à 6 fois). L'effet est probablement dû à un phénomène de *résonance photochimique*, par lequel les vibrations éthérées amplifient, jusqu'à rupture, les vibrations des atomes matériels. Il est à remarquer que les spectres des sels d'urane sont d'une régularité qui ne se retrouve au même degré chez aucun autre corps.

HENRI VILLAT. — Sur le mouvement discontinu d'un fluide dans un canal renfermant un obstacle. — P. 303.

Théorie mathématique.

A. KORN. — L'état hélicoïdal de la matière électrique; hypothèses nouvelles pour expliquer mécaniquement les phénomènes électro-magnétiques. — P. 306.

Théorie mathématique.

GASTON GAILLARD. — Recherches sur l'influence de la vitesse sur le compas. P. 309.

Les expériences faites sur le réseau des chemins de fer de l'Est, à des vitesses variant de 80 à  $120 \frac{\text{km}}{\text{heure}}$ , ont permis d'observer une aimantation variable avec la vitesse et ne disparaissant pas brusquement à l'arrêt. Les mêmes phénomènes s'observent sur les navires dans les routes E.-W.

G. SAGNAC. — Les systèmes optiques en mouvement et la translation de la Terre. — P. 310.

Théorie : 1° effet de mouvement élémentaire; 2° effet tourbillonnaire optique; 3° limite supérieure de l'entraînement de l'éther dans la translation de la Terre : observations à l'interféromètre montrant que, par une ascension verticale de 1 mètre, la vitesse relative de la Terre et de l'éther n'augmente même pas de la fraction  $\frac{1}{3} 10^{-7}$  de la

vitesse de translation de la Terre; 4° effet tourbillonnaire optique angulaire.

A. LEDUC. — Application du principe de Lenz aux phénomènes qui accompagnent la décharge des condensateurs. — P. 313.

L'auteur trouve pour la dilatation électrique des condensateurs :

$$\frac{\Delta v}{v} = 3(\alpha + x)\tau.$$

$\alpha$ , inverse du module d'Young;

$x$ , coefficient d'augmentation de la constante diélectrique par traction uniforme perpendiculaire aux lignes de force;  $\tau$ , énergie par unité de volume dans le diélectrique.

De même l'échauffement adiabatique  $\theta$  du diélectrique pendant la charge à pression constante est :

$$\theta = \frac{T}{J} \frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial T} \frac{\tau}{d \cdot \gamma}$$

$d$ , densité, et  $\gamma$ , chaleur spécifique du diélectrique à pression constante et à potentiel constant.

Il ne faut pas généraliser la loi de Lenz en disant que tous les facteurs dont dépend la capacité interviendront pour augmenter celle-ci. Ce n'est vrai que des paramètres immédiats  $k$  (constante diélectrique);  $s$  (surface);  $e$  (épaisseur) du condensateur.

L. DECOMBE. — Sur une interprétation physique de la chaleur non compensée. P. 315.

Théorie conduisant à assimiler la chaleur non compensée à de la chaleur de Siemens, comme elle essentiellement positive. Cette chaleur de Siemens est celle dégagée par un courant de déplacement dans un diélectrique. La théorie laisse de côté les transformations accompagnées soit de courants de conduction, soit les phénomènes d'ionisation ou de désagrégation atomique.

A. LAFAY. — Sur un procédé d'observation des trajectoires suivies par les éléments d'un courant d'air gêné par des obstacles de formes variables. — P. 318.

Ce procédé consiste à faire usage de l'acétylène, gaz dont la densité est très voisine de celle de l'air, et d'indice relatif élevé. En éclairant un jet d'acétylène dans l'air par une source peu étendue, la silhouette du jet se détache sur un écran placé au delà comme une bande brillante bordée par deux lignes sombres. Si, après avoir réglé le jet explorateur d'acétylène de façon à lui faire prendre le maximum de longueur dans les conditions où il doit servir, on le transporte dans le voisinage des obstacles placés dans le courant d'air initial, on voit la silhouette du jet s'incurver et dessiner la perspective des trajectoires qu'il est alors possible de relever ou de photographier à l'étincelle électrique.

CHENEVEAU et HEIM. — Sur l'extensibilité du caoutchouc vulcanisé. — P. 320.

L'allongement total  $y$  d'une éprouvette de caoutchouc vulcanisé sous l'action d'une charge  $x$  peut s'exprimer par la relation :

$$y = k \frac{l}{s} x + \alpha \frac{l}{s} \sin^2 bx.$$

$l$  et  $s$  sont la longueur et la section de l'éprouvette  $k$ ,  $\alpha$ ,  $b$  sont des constantes, seulement à partir de la troisième traction.

Les auteurs ont vérifié cette formule sur un grand nombre de caoutchoucs. Les constantes  $k$ ,  $\alpha$ ,  $b$  et la charge de rupture caractérisent parfaitement un échantillon.

G. FRIEDEL et F. GRANDJEAN. — Structure des liquides à coniques focales. — P. 322.

Études de l'azoxybenzoate d'éthyle et de ses congénères. Ils sont biréfringents dans toute leur masse et montrent de nombreux groupes de coniques focales, qui sont des axes d'enroulement de la matière anisotrope, par suite des lignes de discontinuité optique, visibles par conséquent même en lumière naturelle.



H. BIRKELAND. — Sur la lumière zodiacale. — P. 325.

Explication de la lumière zodiacale par des radiations corpusculaires du Soleil. Comparaison entre l'aspect présenté par une photographie du Soleil prise pendant l'éclipse du 17 mai 1901 et la lueur qui se produit entre un globe fortement magnétisé mis dans un grand vase de décharge et ce vase. L'auteur a cherché à déterminer, par analogie avec des expériences de laboratoire, comment les rayons corpusculaires se meuvent autour de la Terre sous l'influence du magnétisme terrestre.

P. DUHEM. — Sur les quasi-ondes de choc et la distribution des températures de ces quasi-ondes. — P. 325.

Théorie mathématique montrant que, si le coefficient de conductibilité n'est pas très petit, la température ne peut éprouver que de très petites variations au travers de la quasi-onde de choc.

A. KORN. — Solution générale du problème d'équilibre dans la théorie de l'élasticité, dans le cas où les déplacements des points de la surface sont donnés. — P. 334.

Théorie mathématique.

J. BOSLER. — Sur les relations des courants telluriques avec les perturbations magnétiques. — P. 342.

De l'examen des courbes des courants telluriques et des composantes magnétiques, relevés lors des orages magnétiques (Greenwich, parc Saint-Maur), il semble résulter que les courants telluriques ont probablement une influence directe sur les orages magnétiques. L'aiguille s'est constamment dirigée dans le sens exigé par la règle d'Ampère.

LECOQ DE BOISBAUDRAN. — Sur la déshydratation des sels. — P. 356.

L'auteur donne des exemples de sels (sulfates magnésiens) ne per-

dant qu'une molécule d'eau, bien qu'en contenant plus d'une, contrairement aux remarques de M. Rosenstiehl<sup>(1)</sup>.

PIERRE WEISS. — Sur la grandeur du magnéton déduite des coefficients d'aimantation des solutions de fer. — P. 187 et 367.

Des études de M. Pascal, l'auteur déduit pour la valeur du magnéton-gramme, partie aliquote commune aux saturations moléculaires du fer et du nickel, la valeur 1122,1.

Celle-ci ne diffère que de  $\frac{1}{1000}$  du nombre 1123,5, déduit des expériences faites à Leyde sur les métaux eux-mêmes, dans l'H liquide, par Kamerlingh Onnes et Weiss.

HANRIOT. — Sur l'adhésivité. — P. 369.

Quand on chauffe deux lames d'or brun dans les limites de température de leur transformation ordinaire, puis qu'on les rapproche jusqu'au contact, ces lames restent soudées (adhésivité). Ce phénomène est lié à la période de transformation des deux variétés d'or et il s'épuise rapidement avec le temps.

#### ACTIONS DES RADIATIONS ULTRA-VIOLETTES.

A. GUNTZ et J. MINGUIN. — P. 372.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — P. 377.

Exemples d'effets mécaniques, d'effets chimiques et de changements d'état produits par les radiations ultra-violettes de la lampe au mercure sur le benzylidène, le camphre, le sucre, le phosphore, le soufre, les solutions aqueuses des sels minéraux, les composés organiques à structure linéaire ou cyclique.

J. BOSELLI. — Vitesses de réactions dans les systèmes gaz-liquides. — P. 374.

Les vitesses de dissolution — O<sup>2</sup> ou CO dans l'eau — sont pro-

---

<sup>(1)</sup> *Société de Physique*, Résumé des communications, 17 février 1911.

portionnelles : 1° à la différence entre la concentration de saturation du gaz et la concentration générale dans le liquide ; 2° à la racine carrée de la vitesse d'agitation à partir d'une certaine valeur ; 3° à la racine carrée du coefficient de diffusion du gaz dans l'eau.

Les vitesses de réactions avec combinaisons chimiques forment 2 groupes : dans le premier, ex. : oxydation et fixation de CO par l'hémoglobine, les vitesses sont indépendantes du volume liquide et varient avec l'agitation ; dans le deuxième (oxydation de  $\text{SO}^4\text{Fe}$ ) les vitesses sont proportionnelles au volume liquide et indépendantes de l'agitation.

SAMUEL LIFCHITZ. — La reproduction sonore d'une courbe périodique<sup>(1)</sup>. — P. 401.

BOIZARD.

---

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXI ; février 1911.

LORD RAYLEIGH. — Remarques sur quelques questions d'hydrodynamique.  
P. 177-196.

L'auteur réunit dans ce mémoire quelques remarques relatives à différentes questions d'hydrodynamique. Il étend, à un train d'ondes infiniment petites progressant dans un milieu dispersif, le théorème de l'égalité de l'énergie potentielle et de l'énergie cinétique, établi pour une onde simple progressant dans un milieu sans dispersion. Il étudie les modifications que subit un train d'ondes, lorsque la profondeur de l'eau devient de plus en plus faible et que le système reste conservatif, les changements qu'il faut apporter à la solution donnée par Lord Kelvin au problème des ondes linéaires produites à la surface d'un liquide par une perturbation élémentaire, lorsqu'on tient compte de la capillarité. Il démontre d'une façon moins détournée les résultats obtenus par Stokes relativement au mouvement d'un train d'ondes périodiques de hauteur finie progressant en eau profonde. Il suggère une explication nouvelle du fait que la mer

---

(1) *Société de Physique*, 3 février 1911.

est surtout mauvaise lorsque le vent et la marée sont de sens contraire. Enfin il étudie les particularités que présente le mouvement d'un liquide, visqueux ou non, au voisinage d'un angle du vaisseau qui le contient.

H. RUBENS et R.-W. WOOD. — Séparation au moyen de lentilles de rayons calorifiques de grande longueur d'onde. — P. 249-261.

Rubens et Wood ont pu isoler des radiations de très grande longueur d'onde en utilisant les variations du pouvoir réfringent du quartz.

Les rayons émis par un bec Auer passent à travers une ouverture circulaire pratiquée dans un écran et tombent sur une première lentille de quartz, dont la partie centrale est recouverte de chaque côté par un disque de papier noir. Au foyer de la lentille qui correspondrait à la valeur 2,14 pour l'indice de réfraction se trouve un écran muni en son centre d'une ouverture circulaire. Seules les radiations pour lesquelles l'indice du quartz est voisin de 2,14 peuvent passer par cette ouverture. Les rayons de courte longueur d'onde, pour lesquelles l'indice du quartz varie entre 1,55 et 1,43, sont arrêtés, soit par les disques de papier noir, soit par l'écran. Les radiations de grande longueur d'onde ainsi isolées sont reprises par une seconde lentille qui achève leur séparation. Au foyer de cette deuxième lentille se trouve le couple thermoélectrique d'un radiomicromètre très sensible à fenêtre de quartz.

Le quartz absorbe très fortement les radiations comprises entre 60 et 80  $\mu$ ; d'autre part, son indice de réfraction, égal à 2,19 pour 63  $\mu$ , décroît jusqu'à la valeur limite 2,14 quand la longueur d'onde augmente. On voit donc facilement que les radiations isolées par le dispositif de Rubens et Wood auront des longueurs d'onde supérieures à 80  $\mu$ . Pour les déterminer, ces physiciens se sont servis d'un interféromètre à lames de quartz. Ils ont pu ainsi construire une courbe représentative de l'énergie rayonnée qui, partant de 80  $\mu$ , s'étend certainement jusqu'à 150  $\mu$ , probablement même jusqu'à 200  $\mu$  et dont le maximum se trouve au voisinage de 108  $\mu$ .

Ces radiations restent assez intenses pour qu'on puisse étudier leur absorption par diverses substances. C'est ainsi qu'ils ont trouvé au noir de fumée une transparence presque parfaite, tandis que la vapeur d'eau et l'eau liquide sont presque complètement opaques.

Ils ont vérifié aussi que, d'une façon générale, les pouvoirs réflecteurs relatifs à ces radiations, voisines de  $108 \mu$ , se rapprochent beaucoup plus des valeurs calculées d'après la constante diélectrique que ceux qui correspondent aux rayons restants du bromure de potassium, dont la longueur d'onde est  $82 \mu$ .

F. CROZE.

L. MORE. — Sur les récentes théories de l'électricité. — P. 196.

En considérant l'électricité comme une propriété de la matière, on peut rendre compte des propriétés électriques observées, tout en conservant les notions de la nature mécanique de la matière et de l'invariabilité de la masse. C'est ce que l'auteur cherche à prouver dans ce mémoire.

Il remarque que, dans les expériences de J.-J. Thomson, Wilson, Zeeman, Kaufmann, les quantités de matière en jeu, si la matière existe, sont trop petites pour être révélées par aucun procédé mécanique ou chimique. On ne peut les déceler que par leurs actions électriques. On se trouve donc en présence de matière qui ne se signale à nous que par une de ses propriétés; aussi était-il à peu près inévitable que l'importance de cette propriété devint arbitrairement prépondérante. L'histoire des sciences présente des exemples de cette tournure d'esprit. Quand on a établi la théorie de la lumière, les physiciens arrivèrent à cette conclusion que les phénomènes observés ne pouvaient être expliqués que par la création d'une matière lumineuse. Le même procédé de raisonnement conduisit plus tard à la considération du calorique. Nous faisons actuellement de même avec l'électricité, et il est probable que les charges électriques et leurs forces seront considérées plus tard comme une simple propriété de la matière.

L'auteur, en s'appuyant sur des citations de Larmor, Poincaré, Lorentz, etc., arrive d'abord aux conclusions suivantes :

Les unités fondamentales sont celles de longueur, masse et temps, ce sont des fonctions continues, ou au moins indéfiniment divisibles. La matière a une existence objective réelle et se caractérise par sa masse ou son inertie.

L'énergie est une fonction conservative se décomposant en : *énergie potentielle* dépendant de la force et de la position, mesurée par

$$V = m\Phi(f, l);$$

*énergie cinétique :*

$$T = m\Phi(v),$$

et *énergie radiante*, indépendante de la matière et que l'on peut considérer comme fonction de l'inertie et de la vitesse :

$$R = \Phi(m, v).$$

Le facteur de vitesse est un mouvement périodique avec une vitesse de translation de  $3 \times 10^{10}$  centimètres par seconde. Le facteur d'inertie est le double du rapport entre l'énergie et le carré de la vitesse.

L'éther est une substance hypothétique dont l'inertie est égale au facteur d'inertie de l'énergie radiante.

Le « proton » est la dernière particule de matière expérimentalement décelée ; à l'heure actuelle, c'est l'électron qui possède une masse invariable pondérable  $m$  et une masse d'origine électromagnétique  $m_1$  due à sa charge électrique, lorsqu'elle est en mouvement. L'inertie totale est donc :

$$M = m + m_e.$$

La charge  $e$  d'un électron est une propriété de la matière. Au lieu d'adopter l'hypothèse que la charge électrique d'un électron est constante, l'auteur la suppose fonction de la vitesse. La masse électromagnétique devient donc quelque chose d'analogue à la masse hydrodynamique.

Max Abraham suppose l'électron sphérique rigide de rayon  $R$  avec une distribution symétrique de la charge, les densités en volume et en surface étant constantes. En négligeant l'impossibilité de concevoir ce qu'est cette sphère et comment on la mesure si elle n'a pas de masse, on arrive aux conclusions suivantes :

L'énergie potentielle électrique est donnée par :

$$U = \frac{e^2}{32\pi R} \left( \frac{3 - \beta^2}{\beta} \log \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 2 \right).$$

L'énergie cinétique ou magnétique est :

$$T = \frac{e^2}{32\pi R} \left( \frac{1 + \beta^2}{\beta} \log \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 2 \right).$$

Le moment magnétique est :

$$G = \frac{e^2}{16\pi Rv} \left( \frac{1 + \beta^2}{\beta^2} \log \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - \frac{2}{\beta} \right),$$

$e$  étant la charge,  $v$  la vitesse de l'électron,  $V$  celle de la lumière,  $\beta = \frac{v}{V}$ .  $G$  dépendant de la vitesse peut être décomposé en deux parties relatives, l'une à la masse transversale  $m'$  due au changement de direction, et  $m''$ , masse longitudinale due à la variation de vitesse linéaire :

$$m' = \frac{e^2}{4\pi R^4 V^2} \left( \frac{2}{3} + \frac{4}{5} \beta^2 + \frac{6}{7} \beta^4 \dots \right)$$

$$m'' = \frac{e^2}{8\pi R V^2} \left[ \left( 1 + \frac{1}{3} \right) + \left( \frac{1}{3} + \frac{1}{5} \right) \beta^2 + \left( \frac{1}{5} + \frac{1}{7} \right) \beta^4 + \dots \right]$$

Pour un électron immobile :

$$\beta = 0, \quad m' = m'' = \frac{e^2}{6\pi R V^2}.$$

Pour  $v = V$  :

$$\beta = 1, \quad m' = m'' = \infty.$$

Lorentz et Einstein supposent un électron sphérique déformable en un ellipsoïde quand il est en mouvement et de volume variable. Bucherer suppose au contraire que, bien que se déformant, l'électron conserve un volume invariable. Si on exprime en mêmes unités les fonctions de vitesse de  $m''$ , on a :

$$\text{Abraham : } \Phi(\beta) = \frac{3}{4} \frac{1}{\beta^2} \left( \frac{1 + \beta^2}{2\beta} \log \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 1 \right);$$

$$\text{Lorentz-Einstein : } \Phi(\beta) = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}};$$

$$\text{Bucherer : } \Phi(\beta) = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{3}}.$$

En examinant les valeurs des masses électromagnétiques, on constate que la mécanique fondée sur l'électromagnétisme ne s'harmonise pas avec les autres branches de la physique. En particulier,  $U$ ,  $T$  et  $G$  deviennent infinis pour  $v = V$ , et pourtant certains physiciens ont admis cette vitesse pour le mouvement de l'électron sur son orbite. D'autre part, pour  $v = 0$ ,  $T$  et  $G$  deviennent bien nuls, mais  $U = \frac{e^2}{8\pi R}$ , ce qui nécessite de supposer qu'au repos une charge électrique libre possède encore de l'inertie, ce qu'il est difficile de concilier avec nos connaissances en électricité statique. Des difficultés du même ordre surgissent quand on suit la marche de Kaufmann, qui considère le déplacement  $y$  dû au champ électrique  $E$  et  $t$

dû au champ magnétique M. On a :

$$y = \frac{e}{\mu_0} \frac{E}{V^2} \frac{1}{\beta^2 \Phi(\beta)}$$

$$t = \frac{e}{\mu_0} \frac{M}{V} \frac{1}{\beta \Phi(\beta)},$$

$\mu_0$  étant la masse électromagnétique transversale d'un électron de vitesse nulle, quantité qui ne représente rien pour l'auteur, pas plus, dit-il, que la force centrifuge d'un corps au repos.

Toutes ces théories sont basées sur la détermination du rapport  $\frac{e}{m} = 1,865 \times 10^7$  et sur l'hypothèse de la constance de  $e$ , hypothèse s'appuyant uniquement sur une analogie avec les lois de l'électrolyse; mais, en électrolyse, à des charges électriques égales correspondent des masses matérielles équivalentes. Dans la décharge dans les gaz en radio-activité les masses matérielles sont trop faibles pour pouvoir être isolées par des moyens autres que les moyens électriques, ce qui fait que l'analogie n'existe plus et que rien ne permet de supposer que des électrons associés à des quantités égales de matières, mais animés de vitesses différentes, ne produisent pas de charges électriques différentes.

Aussi l'auteur propose, pour tenir compte de la variation du rapport  $\frac{e}{m}$ , de considérer  $m$  comme la masse newtonienne d'une particule de matière,  $e$  étant la charge variable avec la vitesse.

Cette hypothèse permet de se rendre compte des faits observés.

D'après les expériences de Kaufmann,  $\frac{e}{m}$  diminue quand  $v$  augmente.

On peut le déduire théoriquement en supposant que la charge électrique a une valeur maximum pour un électron au repos et une valeur décroissant jusqu'à 0 quand la vitesse augmente jusqu'à celle de la lumière.

La variation de  $e$  ne devient sensible que pour des vitesses voisines de celles de la lumière. Pour une vitesse nulle, la fonction U garde une valeur finie tandis que T et G disparaissent. La conductivité électrique augmente quand la température diminue, ce qui s'accorde avec l'hypothèse de l'auteur qui permet encore de distinguer l'électricité positive et l'électricité négative d'après le sens de parcours de la trajectoire de l'électron.

H. VIGNERON.



J.-J. THOMSON. — Sur les rayons positifs. — P. 225<sup>(1)</sup>.

Les tubes à décharge employés sont très grands, de sorte qu'on peut établir une différence de potentiel très élevée à très basse pression sans danger d'étincelle. Les rayons positifs passent à travers un champ magnétique et un champ électrique.

Les particules ayant le même rapport  $\frac{e}{m}$  frappent suivant une trace parabolique un écran de willemite; dans les expériences définitives, une plaque photographique est substituée à l'écran fluorescent. On peut ainsi étudier la radiation secondaire produite par le passage du faisceau dans le gaz raréfié en même temps que la radiation primaire qui subit une déviation bien plus forte que la précédente. L'étude a porté sur les gaz suivants : H, He, O, CN, HCl, CO, Hg vapeur, hydrocarbures.

La radiation secondaire semble due à deux causes : à une dissociation des molécules (tous les gaz étudiés semblent notamment contenir des atomes d'hydrogène chargés les uns négativement, les autres positivement); en second lieu, à des polymérisations : par exemple  $\text{He}_3^+$ ,  $\text{O}_6^+$ ,  $\text{Hg}_4^+$ .

La radiation primaire contient des ions de types variés, même dans l'hydrogène et l'oxygène, qui seraient dus au choc des rayons cathodiques contre les molécules du gaz raréfié.

La radiation secondaire semble se former en dehors des champs électrique et magnétique.

C.-G. BARKLA et T. AYRES. — La distribution des rayons secondaires et la théorie ondulatoire électromagnétique des rayons X. — P. 270.

Vérification expérimentale de la théorie de J.-J. Thomson, d'après laquelle les rayons X se diffusent sur une surface solide; le nouveau faisceau a le même pouvoir pénétrant que le faisceau primaire et se distingue nettement des véritables rayons secondaires fluorescents.

La surface diffusante employée est constituée ici par du charbon, le faisceau secondaire fluorescent émis par ce corps étant très peu pénétrant.

---

(1) Sur les rayons-canaux, voir *Philosophical Magazine* d'octobre 1910.

La théorie fournit, entre l'intensité  $I_\alpha$  dans une direction faisant l'angle  $\alpha$  avec la direction de propagation du faisceau primaire et cet angle  $\alpha$ , la relation suivante :

$$I_\alpha = I_{\frac{\pi}{2}} (1 + \cos^2 \alpha).$$

L'instrument de mesure est un électroscope dont les feuilles d'or communiquent avec une électrode placée dans une chambre d'ionisation.

Pour des angles supérieurs à  $40^\circ$ , la relation théorique est vérifiée à moins de 3/0 près.

D'autre part, la radiation fluorescente du cuivre est au contraire diffusée uniformément dans toutes les directions, ce qui est encore conforme aux prévisions.

A. GRUMBACH.

SEARLE, ALDIS et DOBSON. — Sur un mode de détermination du rayon de courbure de surfaces sphériques à l'aide d'une table tournante. — P. 218-224.

Le principe de la méthode est le suivant : une table tournant sans secousse autour d'un axe vertical porte un chariot mobile le long d'une graduation disposée de façon que la ligne suivant laquelle se déplacera le chariot rencontre l'axe.

Lorsque le chariot est tellement placé que le centre de courbure de la surface se trouve sur l'axe de révolution — ce que les auteurs appellent la première position — une rotation de la table autour de son axe ne modifiera pas le rayon réfléchi. Si maintenant on vient à déplacer le chariot de façon qu'une ligne coïncidant avec l'axe soit tangente à la surface — la deuxième position — et qu'un grain de lycopode soit au contact du point de tangence, ce grain restera stationnaire lorsque la table effectuera une rotation autour de son axe. La différence des lectures effectuées sur la graduation, entre la première et la deuxième position, donnera la valeur du rayon de courbure. Le mémoire contient de façon détaillée les précautions à prendre, et la méthode semble d'un emploi commode et précis.

J. ROBINSON. — Sur les figures formées par les poussières sous l'influence de la décharge. — P. 267-270.

Richmond avait cru, que lorsqu'on fait éclater une étincelle à l'extrémité d'un tube de Kundt, la distance entre les rides produites

par le corps pulvérulent que renferme le tube dépend de la fréquence de l'oscillation électrique. L'auteur a réalisé un dispositif simple, dans lequel la fréquence reste la même, mais où varie l'intensité de la décharge. Dans ces conditions, la distance entre les rides se modifie; ces rides ne peuvent donc se former aux nœuds d'une onde stationnaire. La cause des rides réside dans le son produit par l'étincelle. Il existe d'ailleurs dans un tube de Kundt des rides semblables entre les nœuds, et leur distance augmente avec l'intensité du son et la grosseur des particules; Richmond avait du reste observé une variation analogue lorsqu'il prenait des poudres à grains de plus en plus gros.

ED. SALLES.

R.-W. WOOD. — Le spectre de résonance de l'iode. — P. 261-265.

L'auteur rappelle que les spectres de bandes d'absorption et d'émission de la vapeur de sodium rendue fluorescente par la lumière blanche peuvent être décomposés en un grand nombre de séries simples de lignes équidistantes que l'on peut obtenir en excitant la fluorescence par diverses radiations monochromatiques.

Pour la vapeur d'iode dont on obtient le spectre de fluorescence dans les mêmes conditions, la radiation excitatrice choisie est la ligne verte très brillante de l'arc au mercure. L'auteur emploie un ballon de 15 à 20 centimètres de diamètre fermé à la lampe après qu'on y a introduit un petit fragment d'iode et fait un vide très poussé.

Avec l'arc au mercure, la fluorescence d'apparence verdâtre a une intensité considérable et, examinée au spectroscopie, elle donne une série de belles lignes isolées séparées par des distances variant de 65 à 80 unités Angström. Parmi ces raies se trouve toujours la radiation excitatrice 5460 de l'arc; elle est réémise sans changement de longueur d'onde; c'est pourquoi elle porte le nom de « radiation de résonance ». L'ensemble de toutes ces lignes constitue le spectre de résonance. Dans une note supplémentaire, l'auteur donne dans un tableau l'intensité relative et les longueurs d'onde des raies du spectre de résonance. Elles peuvent se classer en deux séries *a* et *b*. La première provient de l'excitation produite par les radiations 5460 et 5796 de l'arc, quand on emploie la radiation totale; la seconde, de l'excitation provoquée par la plus courte des deux raies jaunes de l'arc.

R.-W. WOOD et I. FRANK. — Transformation d'un spectre de résonance en spectre de bandes par la présence de l'hélium. — P. 265-268.

La réduction de l'intensité de la lumière fluorescente produite par la présence de l'hélium dans la vapeur d'iode est beaucoup plus faible que celle produite par les autres gaz. Dans l'hélium, à une pression de 80 millimètres, on voit encore la fluorescence quoique faible et rouge, tandis que dans le chlore, à une pression de 4 ou 5 millimètres, elle a entièrement disparu.

L'hélium se trouvant à la pression de 2 ou 3 millimètres dans le ballon qui contient la vapeur d'iode, si l'on excite la fluorescence par la raie verte du mercure, on constate au spectroscopie que la présence du gaz a provoqué l'apparition du spectre de bandes, les lignes isolées du spectre de résonance sont encore visibles, quoique beaucoup plus faibles.

Dans l'hélium, à 10 millimètres, le spectre de fluorescence est presque identique à celui excité par la lumière blanche.

Des photographies jointes aux mémoires donnent les spectres dans les différents cas.

Si l'on considère la molécule d'iode comme formée d'un très grand nombre de systèmes d'électrons, l'effet d'une radiation monochromatique est d'exciter un électron qui émet la radiation de même longueur d'onde que celle de la radiation de résonance et, par suite, de communiquer une perturbation aux autres électrons du système, qui émettent alors des radiations de leurs fréquences, si la perturbation reste localisée dans ce système d'électrons. Avec la lumière blanche, tous les systèmes sont naturellement perturbés et le spectre de bandes apparaît alors. La présence de l'hélium semble être la condition qui permet le transfert de l'énergie d'un système d'électrons à tous les autres systèmes.

AUBERT.

## ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XXXIV, n° 2 ; 1911.

M. LA ROSA. — Sur le spectre de la lumière émise par un charbon chauffé électriquement. — P. 222-234.

En étudiant, avec un spectrographe, la lumière émise par un charbon chauffé électriquement au moyen du dispositif décrit dans un mémoire précédent <sup>(1)</sup>, M. La Rosa a observé les faits suivants :

1. On opère à l'air libre. Si le charbon est chauffé graduellement jusqu'à la plus haute température qu'il soit possible d'atteindre, le spectre comprend deux parties. La première est constituée par une bande continue, due évidemment au charbon incandescent; la deuxième est composée d'un fond continu peu intense, sur lequel se détachent très vivement les groupes II, III, IV et V du spectre de Swan et des raies moins intenses provenant des impuretés métalliques. On aperçoit seulement de très faibles traces du groupe III du cyanogène. La première ou les deux premières têtes du troisième groupe de Swan apparaissent finement renversées.

Si le charbon est chauffé brusquement par un courant très intense, le spectre continu et les bandes de Swan deviennent très faibles, tandis que les raies métalliques sont au contraire longues et très intenses.

2. Le charbon soigneusement purifié est placé dans une atmosphère d'azote pur. Alors le spectre de Swan reste très intense, les raies métalliques disparaissent complètement et l'on observe seulement de faibles traces des bandes du cyanogène.

De ces faits, l'auteur tire les conclusions que voici :

1. Le spectre de Swan n'est dû ni aux hydrocarbures ni à l'oxyde de carbone, mais à la vapeur du carbone lui-même.

2. La présence de l'oxygène est nécessaire à l'apparition des raies métalliques. Son action consiste à dissocier les carbures qui doivent se former dans les couches les plus chaudes de la vapeur.

---

(1) Voyez ce volume, p. 156.

*J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I. (Mars 1911.)

MIECZYSLAW WOLFKE. — Images d'un réseau obtenues avec différents diaphragmes. — P. 277-310

L'auteur étudie, d'après la théorie fondamentale de Abbe sur la vision dans un microscope des objets non lumineux par eux-mêmes, les images d'un réseau obtenues en éliminant, à l'aide de diaphragmes appropriés, différents éléments de la lumière transmise.

Le phénomène de la formation des images [comprend deux temps : 1° le réseau donne par diffraction une image primaire, formée d'une série de maxima principaux entre lesquels se trouvent  $N-2$  maxima secondaires, si  $N$  est le nombre des fentes du réseau ; 2° cette image primaire est reprise par l'objectif, et l'on obtient ainsi l'image proprement dite. À cause des phénomènes d'interférence qui entrent ici en jeu, sa forme dépend de la façon dont est diaphragmée l'image primaire.

Si tous les maxima de diffraction sont éliminés, la lumière transmise directement restant seule, l'image obtenue est une plage dont l'éclairement décroît d'une façon continue du centre sur les bords et sans aucune trace de la structure du réseau.

Si, éliminant la lumière directe, on laisse passer seulement les deux maxima d'ordre  $i$ , le réseau apparaît comme formé de  $2Ni$  fentes. Au contraire, l'image aurait seulement  $Ni$  fentes si la lumière directe agissait en même temps que les deux maxima d'ordre  $i$ .

Les phénomènes deviennent encore plus complexes lorsqu'on laisse agir à la fois des maxima d'ordre différent, et il faut alors tenir compte de la largeur des fentes du réseau.

F. CROZE.

E. GUMMICH et W. ROGOWSKI. — Mesure de la perméabilité du fer dans les champs très faibles (perméabilité initiale). — P. 235-257.

Les auteurs ont rencontré dans ces mesures de grosses difficultés qui, d'après eux, semblent jeter un certain doute sur les résultats fournis par les travaux antérieurs.

Une désaimantation parfaite de l'éprouvette est nécessaire, et en cherchant à opérer sur des barreaux placés dans une culasse, ils constatèrent que les résultats n'étaient pas les mêmes, suivant qu'on désaimantait séparément ou simultanément l'éprouvette et la culasse.

Ils durent opérer par la méthode balistique, *en circuit magnétique ouvert*, en plaçant les barreaux à étudier dans une bobine longue, orientée perpendiculairement au champ terrestre. L'opération de la désaimantation se faisait dans cette bobine, sans qu'on eût à déplacer l'éprouvette.

Cette désaimantation doit être conduite d'une façon *progressive et régulière*.

Les rhéostats ne se prêtent pas à cette opération. Les auteurs ont employé le courant alternatif, la bobine magnétisante étant alimentée par un transformateur, dans lequel on pouvait faire varier les positions relatives du primaire et du secondaire de façon à amener très régulièrement le courant magnétisant d'une valeur donnée à une limite excessivement faible. Les éprouvettes étaient des cylindres de 0<sup>cm</sup>,6 de diamètre et de longueur variable. Une étude préliminaire montra que dans les champs inférieurs à 0,1 gauss, il était possible de trouver des facteurs permettant de corriger les résultats pour les ramener à une longueur uniforme de 33 centimètres. D'autre part, l'étude de barreaux transformés ensuite en ellipsoïdes fournit les renseignements nécessaires pour tenir compte de l'influence démagnétisante des extrémités. Les expériences sur les tôles ont été faites sur des anneaux.

Gumlich et Rogowski ont opéré entre 0,01 et 0,5 gauss, l'extrapolation leur fournissant la valeur de la perméabilité pour  $H = 0$ . Les résultats auxquels ils arrivent sont les suivants :

Contrairement aux affirmations de lord Rayleigh, il y a de l'hystérésis dans les champs faibles (une rémanence de 7 0/0 environ pour  $H = 0,01$ ). La courbe de première aimantation est un peu au-dessus de la courbe de renversement.

En général, les corps ayant une perméabilité maxima élevée ont également une grande perméabilité initiale, mais il y a des exceptions. Un premier recuit augmente en général la perméabilité initiale qui, dans la fonte, passe de 69,4 à 76, un second recuit peut la diminuer.

La trempe la diminue et la fait passer dans un acier dur de 72 à 43.

Les plus grandes valeurs de la perméabilité initiale ont été observées sur les aciers au silicium utilisés aujourd'hui en électrotechnique, environ 520, alors que le fer de Suède recuit n'a que 470 et un acier ordinaire pour dynamo 490.

Les auteurs ne sont pas d'avis qu'on cherche à représenter  $\mu$  en fonction de  $H$  par une formule linéaire, car non seulement les coefficients de cette formule varieraient beaucoup d'un corps à l'autre, mais aussi les limites dans lesquelles elle serait applicable.

R. JOUAUST.

K. REIGER. — Sur la propagation des déformations par cisaillement dans les gaz. — P. 258 et 276.

L'auteur a montré précédemment <sup>(1)</sup> que, dans les liquides, ces sortes de déformations sont régies par l'équation classique :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2}$$

( $\omega$ , vitesse angulaire dans la direction de propagation  $Ox$ ;  $\eta$ , viscosité;  $\rho$ , densité).

De plus le coefficient d'absorption des ondes  $\beta$  est lié à la période  $\tau$  de la vibration par la relation :

$$\beta = \sqrt{\frac{\pi \rho}{\tau \eta}}$$

Pour étudier ces phénomènes dans un gaz, l'auteur fait vibrer dans celui-ci une plaque entretenue électriquement; l'agitation en un point est connue au moyen d'une sonde constituée par un fil rigide de verre ou de quartz parallèle à la plaque; ce fil porte un petit miroir de 1 millimètre carré.

M. Reiger établit que la période propre d'oscillation de l'équipage doit être égale à  $\tau$  pour que la sonde donne l'amplitude propre du mouvement du gaz.

Des expériences ont été faites à des pressions inférieures à la pression atmosphérique; quand la raréfaction augmente, la distance au centre d'ébranlement des points où le cisaillement se produit encore croît notablement.

L'auteur a constaté que le temps de relaxation des gaz est faible comme celui des liquides. La théorie classique du frottement intérieur est donc satisfaisante. De plus, l'absorption des ondes est moindre dans les gaz que dans les liquides peu visqueux tels que l'eau.

A. GRUMBACH.

<sup>(1)</sup> *Ann. d. Phys.*, XXXI, p. 51; 1910.



OTTO REINKOBER. — Sur l'absorption et la réflexion des rayons infra-rouges par le quartz, la tourmaline et le diamant. — P. 343-372.

Nyswander a montré <sup>(1)</sup> que les corps dichroïques suffisamment absorbants possèdent, comme on devait s'y attendre, un pouvoir réflecteur différent suivant l'état de polarisation du rayonnement incident. L'auteur du présent travail a opéré sur un domaine qui s'étend de  $1\ \mu$  à  $13\ \mu$ , parfois jusqu'à  $18\ \mu$ .

L'instrument de mesure choisi par Reinkober est la pile thermo-électrique de Rubens, associée à un galvanomètre à cadre mobile très sensible. La pile se compose de quatorze soudures formées par des fils de fer et de constantan; mais on augmente considérablement la sensibilité des mesures, en plaçant la pile thermoélectrique dans un vide très poussé, au moyen d'une pompe de Sprengel, par exemple. L'auteur indique les résultats de ses recherches sur l'influence du vide dans les appareils de mesure de l'énergie rayonnante et complète les expériences de E. Warburg, G. Leithäuser et E.-S. Khanser sur le bolomètre. Plus encore que pour le bolomètre, il y a intérêt pour la pile thermoélectrique à opérer dans le vide; car si, à la pression ordinaire, la sensibilité du bolomètre est 2,6 fois plus grande que celle de la pile, elle n'est plus que 2 fois plus grande dans le vide.

Quand il opère en lumière polarisée, l'auteur utilise un miroir de sélénium, sur lequel il fait tomber la lumière sous l'incidence brewstérienne calculée par application des formules de réflexion de Fresnel.

Otto Reinkober a résumé l'ensemble de ses déterminations par des courbes; celles qui sont relatives à la réflexion ont porté sur le quartz cristallisé, sur le quartz amorphe (verre de quartz), sur la tourmaline et le diamant.

D'une manière générale, le pouvoir réflecteur du verre de quartz est plus faible que celui du quartz cristallin, mais en somme ils diffèrent peu et présentent des maxima correspondants. Ce pouvoir réflecteur, qui n'est environ que de 0,04 pour  $1\ \mu$ , décroît, devient sensiblement nul à  $7\ \mu$ , augmente jusqu'à 0,8 vers 8 ou 9  $\mu$ , puis reste dans le voisinage de 0,1 sauf vers  $13\ \mu$  où il atteint un maximum égal à 0,4.

---

(1) *Phys. Rev.*, 28, p. 291, 1909; *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. IX, p. 704.

(2) *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VIII, p. 120; 1910.

Le pouvoir réflecteur de la tourmaline varie encore plus avec la longueur d'onde, il présente des maxima et des minima assez nets.

Les phénomènes sont compliqués de ce fait que la tourmaline est très fortement pléochroïque pour ces grandes longueurs d'onde ; les courbes sont assez différentes pour la lumière naturelle et pour de la lumière polarisée normalement à l'axe ou parallèlement à l'axe.

Le diamant, au contraire, présente ceci de très remarquable que son pouvoir réflecteur est rigoureusement constant et très voisin de 0,17 entre  $1 \mu$  et  $19 \mu$ .

Enfin l'auteur donne des courbes de transparence de ces mêmes corps dans la même région du spectre. C'est ainsi que la transparence d'une lame de verre de quartz de  $0^{\text{mm}},07$  d'épaisseur reste sensiblement de 0,9 jusqu'à  $5 \mu$ , diminue rapidement entre  $5 \mu$  et  $8 \mu$ , puis reste aux environs de 0,04, sauf vers  $11 \mu$  où elle passe par un maximum égal à 0,2.

La tourmaline (épaisseur  $0^{\text{mm}},1$ ) est très transparente entre  $1 \mu$  et  $4 \mu$ , sauf une forte et étroite bande d'absorption un peu avant  $3 \mu$ .

Enfin le diamant de  $1^{\text{mm}},26$  d'épaisseur est très transparent (0,7) entre  $1 \mu$  et  $18 \mu$  sauf une large bande d'absorption comprise entre  $3 \mu$  et  $6 \mu$ , dans laquelle la transparence peut tomber jusqu'à 0,12.

Marcel BOLL.

A. EUCKEN. — Sur la relation entre la conductibilité calorifique des corps solides non métalliques et la température. — P. 185-221 ; 1911.

La substance à étudier  $b$ , taillée en parallépipède, est placée entre deux plateaux de cuivre  $a$  et  $f$ ; le plateau  $a$  est chauffé électriquement par un courant, le plateau  $f$  maintenu à la température extérieure. De la chaleur passe donc du plateau  $a$  au plateau  $f$ , en traversant la substance, c'est-à-dire par conductibilité, et, quand le régime permanent est établi, la quantité de chaleur  $Q$  apportée par le courant au plateau  $a$  est égale à la quantité de chaleur qui s'en échappe. Soit  $dt$ , la différence de température ( $1^{\circ}$  ou  $2^{\circ}$ ) présentée par les plateaux de cuivre et par conséquent par les plans qui limitent la substance,  $h$  la distance des plateaux,  $q$  leur section. La conductibilité  $\Lambda$  est donnée par l'équation :

$$\Lambda = \frac{Q \cdot h}{q \cdot dt}$$

En réalité, la quantité de chaleur  $Q$  — facile à mesurer, puisque c'est la chaleur dégagée par un courant connu dans un fil de résistance connue — n'est pas entièrement transmise au plateau / par conductibilité.

1° Une partie de cette chaleur est perdue par rayonnement ou conductibilité à travers le gaz environnant ;

2° La substance et les plateaux ne sont jamais parfaitement au contact et laissent entre eux une couche intermédiaire plus ou moins complètement remplie de gaz, à travers laquelle se fait la chute de température.

Des corrections sont donc nécessaires. Chez les corps bons conducteurs (cristaux), la perte de chaleur à l'extérieur est relativement minime, par contre l'influence de la couche intermédiaire est importante et il est plus favorable d'employer la substance sous forme d'un plateau épais. C'est l'inverse chez les substances mauvaises conductrices étudiées sous forme de plateaux minces.

Les mesures ont été effectuées dans l'air liquide, dans le mélange neige carbonique et éther, dans la glace fondante et dans l'eau bouillante.

Les principaux résultats sont les suivants :

A. *Cristaux*. — 1° La résistance thermique ( $\frac{1}{\Lambda}$ ) est sensiblement proportionnelle à la température absolue. Cette loi est rigoureuse pour le quartz perpendiculaire à l'axe ;

2° La nature du système cristallin semble n'avoir aucune influence sur la valeur absolue de la conductibilité d'un cristal à une température déterminée ;

3° La valeur absolue de la conductibilité est d'autant plus grande : a) que le nombre d'atomes dans la molécule est plus grand ; b) que le point de fusion est plus élevé. Les cristaux dont les molécules sont bi ou triatomiques ont sensiblement même conductibilité au point de fusion (0,00430 environ).

B. *Substances cristallines* (marbre, naphthaline, soufre, bétol...). — La résistance thermique est à peu près proportionnelle à la température absolue, mais l'écart est plus grand que chez les cristaux. La valeur absolue de la conductibilité est plus petite que pour les cristaux de même nature chimique, ce qui peut s'expliquer par des résistances thermiques existant entre les différents petits cristaux qui composent la substance cristalline.

C. *Corps amorphe*. — 1° La conductibilité des corps amorphes augmente avec la température, à peu près dans le même rapport que les chaleurs spécifiques — résultat qui peut être rattaché à la théorie de Planck-Einstein ;

2° En valeur absolue, la conductibilité des corps amorphes est toujours inférieure à celle des mêmes corps cristallisés ; mais, au point de fusion le cristal et le corps amorphe ont même conductibilité.

J. GUYOT.

KARL TANGL. — Recherches expérimentales sur la tension superficielle à la surface de séparation d'un solide et d'un liquide. — P. 314-342.

L'auteur de ce travail indique une méthode qui lui a servi à déterminer la différence entre les tensions superficielles *solide-liquide* et *solide-gaz*, dans le cas des contacts caoutchouc-eau, caoutchouc-air humide et aussi dans le cas des contacts paraffine-eau, paraffine-air humide.

Le principe de la méthode est le suivant : Un tube horizontal de caoutchouc, convenablement maintenu, est fermé à un bout et est en relation par l'autre avec un tube de verre capillaire également horizontal et extérieur au vase. Le tube de caoutchouc est entièrement rempli d'eau ainsi qu'une partie du tube capillaire. Tout changement de volume du tube de caoutchouc produira un déplacement de la colonne d'eau dans le tube capillaire.

L'ensemble des deux tubes est placé à l'intérieur d'une cuve de verre, dans laquelle on peut introduire des quantités d'eau variables ; le tout est maintenu à température constante au moyen d'un thermostat. On commence d'abord par mettre un peu d'eau dans la cuve pour saturer l'air de vapeur d'eau et on note la position de la colonne liquide dans le tube capillaire. On verse ensuite assez d'eau dans cette cuve pour que le tube de caoutchouc soit entièrement immergé ; il est alors soumis par unité de surface à la pression capillaire  $K$  et à la pression hydrostatique  $p$  ; il s'ensuit un déplacement  $\delta$  de la colonne d'eau. On a :

$$\delta = c (K + p),$$

$c$  étant une constante.

Si on élève maintenant le niveau de l'eau dans la cuve, la pression hydrostatique devient  $p + p'$  ; à cet accroissement de pression cor-

respond un déplacement  $\delta'$  tel que

$$\delta' = cp'.$$

De ces deux observations on tire :

$$K = \frac{p'\delta - p\delta'}{\delta'},$$

et la variation de tension superficielle T est fournie par :

$$T = KR,$$

R étant le rayon extérieur du tube de caoutchouc.

En réalité, les différents points du tube ne supportent pas la même pression  $p$ ; l'auteur en tient compte.

Il s'est également préoccupé d'un autre phénomène : l'absorption de l'eau, soit à l'état de vapeur, soit à l'état de liquide par le caoutchouc et sa diffusion à travers cette substance; il pense qu'il se produit une modification superficielle du caoutchouc sous l'effet de l'eau, entraînant des changements de la tension superficielle avec le temps.

En recouvrant le tube de caoutchouc soit de paraffine, soit de métaux (disposés en couche mince), on peut étudier, de la manière indiquée, la variation de tension superficielle de ces substances, résultant de leur contact successif avec un gaz, puis un liquide.

*Résultats.* — Les valeurs de T pour le caoutchouc sont négatives et assez variables; la tension superficielle tend à augmenter la surface de séparation, quand on passe de l'air humide à l'eau. On trouve que la valeur absolue de T est tantôt supérieure, tantôt inférieure à celle de l'eau baignée par l'air (7,5).

Les valeurs de T pour la paraffine sont positives et inférieures à 7,5.

Les expériences relatives au caoutchouc métallisé sont en cours d'exécution.

LABROUSTE.

## PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XII; 1911.

W.-P. ROOP. — I. Nouvelle méthode de recherches sur la perméabilité magnétique des gaz (p. 48-56). — II. Propriétés magnétiques des flammes (p. 56)

I. Dans ces mémoires, l'auteur détaille une méthode cinématique pour la mesure de la perméabilité des gaz; cette méthode a été utilisée pour l'air et pour les flammes.

Un filet gazeux, rectiligne dans les conditions ordinaires, jaillit dans un autre gaz soumis à l'action d'un champ magnétique non uniforme; le filet se courbe. Dans le cas simple où la force agissante est normale à la direction initiale du jet et reste parallèle à elle-même, la trajectoire est plane. Si l'on connaît alors l'angle que fait la partie rectiligne du filet, située hors du champ, avec la direction initiale, la vitesse du jet suivant cette direction et la valeur du champ en chaque point de l'espace utile, un calcul simple permet de déterminer la différence  $\mu - \mu_0$  des perméabilités du gaz et du milieu ambiant.

Le filet gazeux a été observé par la méthode des remous: un arc électrique éclaire le jet, que l'on photographie. La vitesse d'écoulement a été mesurée à l'aide d'un compteur à gaz et le champ étudié au moyen d'une petite spirale de Bi. Les corrections nécessaires ont été faites.

En faisant jaillir dans l'air un filet de  $\text{CO}_2$ , dont la susceptibilité peut être regardée comme nulle, W.-P. Roop a trouvé pour la susceptibilité de l'air :

$$k_0 = 0,0260 \times 10^{-6} \pm 0,0013 \times 10^{-6}.$$

Ce nombre est très voisin du nombre considéré comme le plus exact ( $0,025 \times 10^{-6}$ , Hennig). Toutefois l'erreur moyenne est un peu plus grande dans le cas actuel.

II. W.-P. Roop a appliqué sa méthode aux flammes, qui sont, d'après Faraday, fortement diamagnétiques. Les mesures sont beaucoup moins précises que précédemment; l'auteur croit pouvoir en conclure, cependant, que la susceptibilité absolue des flammes est nulle. L'ionisation des flammes par un sel métallique paraît n'avoir aucune influence sur leurs propriétés magnétiques.

F. RICHARZ. — Sur le magnétisme des alliages. — P. 151-158.

Ce rapport présenté au Congrès de Radiologie et d'Électricité de Bruxelles (1910), renferme, avec des références bibliographiques nombreuses, un résumé des recherches les plus importantes sur les propriétés magnétiques des alliages.

L'auteur insiste particulièrement sur les alliages ferromagnétiques de Heusler, qui présentent des phénomènes d'hystérésis et de vieillissement très remarquables. D'après Richarz, leur ferromagnétisme est dû à une plus grande mobilité des électrons, corrélative de la formation de molécules complexes qui suivent plus difficilement le champ magnétique que les molécules simples : d'où l'hystérésis ; la trempe empêche la formation de ces agrégats et par suite l'hystérésis. Le vieillissement correspondrait à cette complication moléculaire, et aussi, d'après Take, à un autre changement de structure augmentant la force coercitive.

Les autres propriétés physiques des alliages de Heusler (conductibilité, thermoélectricité, dilatation, etc.) présentent des particularités qui s'accordent ordinairement avec ces hypothèses.

M. BARRÉE.

V. ENSKOG. — Sur une généralisation de la seconde théorie des gaz de Maxwell. P. 57-60.

Maxwell, puis Boltzmann ont établi une théorie cinétique des gaz dans laquelle les molécules sont considérées comme des centres de force, et non comme des sphères élastiques. L'intégration complète n'est possible que si la force répulsive est de la forme  $K r^{-5}$ . Cependant Boltzmann a démontré la loi de répartition des vitesses dans un gaz en équilibre, sans faire d'hypothèse particulière ; plus tard Langevin (1) a étudié la diffusion, dans le cas général, en admettant la loi de répartition de Maxwell, car les écarts à cette loi n'introduisent, dans les équations de la diffusion, que des erreurs du second ordre. M. Enskog, en s'appuyant sur les travaux de Boltzmann et surtout de Langevin, calcule la loi de répartition des vitesses dans un gaz animé de vitesses quelconques variables d'un point à l'autre, mais

---

(1) *Ann. Chim. Phys.*, t. V, p. 245 (1905).

assez faibles pour qu'on puisse se borner aux premiers termes d'un développement en série de Taylor. Il en déduit la valeur des coefficients de frottement intérieur et de conductibilité calorifique.

Les expressions complètes donnent lieu à des calculs très longs, qui ne sont pas encore terminés.

En première approximation et en faisant l'hypothèse des chocs élastiques, on trouve pour le coefficient de frottement intérieur :

$$\eta = \frac{5m\bar{c}}{32\sigma^2},$$

$m$  étant la masse d'une molécule,  $\sigma$  son diamètre,  $\bar{c}$  sa vitesse moyenne d'agitation.

Cette formule permet de calculer le diamètre de l'atome d'hélium par deux méthodes : 1° d'après les valeurs de  $\eta$  et de la constante  $b$  de Van der Waals, on trouve  $\frac{\sigma}{2} = 2,5 \cdot 10^{-8}$  centimètres ; 2° d'après les valeurs de  $\eta$  et du nombre  $n_0$  de molécules par centimètre cube, on trouve  $\frac{\sigma}{2} = 2,24 \cdot 10^{-8}$  si l'on pose  $n_0 = 2,75 \cdot 10^{19}$ .

LUDWIG SILBERSTEIN. — Sur la masse réciproque d'électrons sphériques. — P. 87.

La masse électromagnétique d'un système de deux sphères électrisées uniformément en volume (pour une vitesse très faible) peut s'écrire :

$$M = m_1 + m_2 + m_{12},$$

$m_1$  et  $m_2$  étant les masses au repos,  $m_{12}$  une masse réciproque qui provient des termes en  $h_1 \times h_2$  dans l'énergie ( $h_1$  et  $h_2$  étant les champs électriques dus aux deux sphères).

1° Pour deux électrons de rayons  $R_1$  et  $R_2$  situés à une distance  $a > R_1 + R_2$ , on a :

$$m_{12} = \pm \sqrt{m_1 m_2} \quad \frac{\sqrt{R_1 R_2}}{2a} \left\{ 5 - \frac{R_1^2 + R_2^2}{a^2} \right\}$$

avec le signe  $+$  pour des charges de même signe,  $-$  pour des charges de signe contraire.

2° Pour l'atome de J.-J. Thomson, constitué par une sphère positive  $R$  contenant  $n$  électrons  $r$  situé chacun à une distance  $a_i$  du



centre ( $a < R - r$ ), on a :

$$M = mn \left\{ 1 - \frac{1}{2} n \frac{r}{R} \left( 3 - \frac{r^2}{R^2} \right) + \frac{1}{2} \frac{r}{R^3} \Sigma a_i^2 \right\} + \Sigma m_{ij}$$

$m_{ij}$  étant la masse réciproque de deux électrons  $i$  et  $j$ .

W. VON IGNATOWSKY. — Quelques remarques sur le principe de relativité.  
T. XI, p. 972 ; 1910 (Mémoire du Congrès de Königsberg, 1910).

Lorsqu'il établit dans toute sa généralité le principe de relativité, Einstein fit l'hypothèse essentielle que la vitesse de la lumière  $c$  est un invariant, c'est-à-dire que sa valeur ne dépend pas de l'état de mouvement ou de repos des observateurs qui la mesurent.

M. Von Ignatowsky montre que, si l'on admet le principe de relativité, mais sans faire cette hypothèse, on retombe sur des formules de transformation du type de Lorentz, avec la seule différence que  $c^2$  y est remplacé par une constante inconnue  $n$ .

Ainsi, lorsqu'un système d'axes  $x'y'z'$  est animé par rapport à un système  $xyz$  d'une vitesse  $q$  dirigée suivant l'axe des  $x$ , on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} x' = \frac{1}{\sqrt{1 - q^2 n}} x - \frac{q}{\sqrt{1 - q^2 n}} t \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = - \frac{nq}{\sqrt{1 - q^2 n}} x + \frac{q}{\sqrt{1 - q^2 n}} t \end{array} \right.$$

La signification et la valeur de la constante  $n$  ne peuvent être données que par l'expérience. Dans la mécanique classique, on a  $n = 0$ . Les expériences sur le mouvement des électrons et celles de Michelson et Morley donnent :

$$n = \frac{1}{c^2}.$$

L'auteur achève son mémoire par des considérations où il semble admettre la possibilité de vitesses plus grandes que celle de la lumière, dans certains mouvements des corps solides. Cette opinion est discutée par Sommerfeld (Voir l'article de Laue, ci-dessous).

TH. KALUZA. — Sur la théorie de la relativité. — T. XI, p. 972 ; 1910.

Considérations sur la géométrie des corps solides en rotation uniforme.

M. LAUE. — Contribution à la discussion sur le corps solide dans la théorie de la relativité — P. 85.

On a essayé de donner une définition purement cinématique des corps solides indéformables dans la théorie de la relativité. L'auteur montre, conformément à l'opinion de MM. Sommerfeld et Max Planck, que cela est impossible. En effet, s'il existait des corps solides rigides, on pourrait concevoir des phénomènes se propageant avec une vitesse supérieure à celle de la lumière. — Il faut donc considérer un corps solide comme la limite vers laquelle tend un corps élastique quand on coefficient d'élasticité croît indéfiniment. D'ailleurs, au point de vue du principe de relativité, ce corps limite lui-même ne sera pas absolument indéformable, mais sera seulement le moins déformable possible.

L'auteur donne un exemple simple (dû à Einstein) d'un phénomène qui se propagerait avec une vitesse supérieure à celle de la lumière, s'il existait des corps absolument rigides. Il faut donc, avant d'essayer de définir le corps solide, établir les fondements d'une théorie de l'élasticité compatible avec le principe de relativité.

A la fin de son article, M. Laue revient sur la discussion relative aux phénomènes qui se propagent plus vite que la lumière. Voici deux exemples simples :

1° Soient deux règles faisant un angle  $\alpha$ , l'une immobile et l'autre animée d'une vitesse  $q$  perpendiculaire à sa direction. Le point d'intersection des deux règles se déplace avec une vitesse  $V = \frac{q}{\sin \alpha}$ , qui tend vers l'infini quand  $\alpha$  tend vers zéro. On a donc ici une vitesse plus grande que celle de la lumière. Mais il ne s'agit pas de la vitesse d'un corps matériel, ni de celle avec laquelle se propage un phénomène pouvant servir de cause à d'autres phénomènes. On a affaire à une série de phénomènes indépendants les uns des autres, ou plutôt à une série de conséquences d'une même cause qui met en mouvement la règle mobile. Il n'y a donc pas contradiction avec le principe de relativité. Cet exemple est dû à Einstein.

2° Dans les milieux à dispersion anormale, il arrive que l'indice soit  $< 1$  pour certaines longueurs d'onde. La phase se propage avec une vitesse supérieure à celle de la lumière; mais le front de l'onde se propage toujours avec la même vitesse,  $3 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ . Il n'y a donc pas non plus contradiction avec le principe de relativité (Sommerfeld).

E. BAUER.

LUDWIG GEIGER. — Amélioration de la sensibilité de la méthode du miroir tournant de Gauss-Poggendorf. — P. 66-70.

Les lecteurs du *Journal de Physique* pourront retrouver cette question, déjà traitée par M. Piltchikoff (1). — L'auteur du mémoire actuel se propose de faire des essais.

W. GRIX. — Lames bimétalliques de composition spéciale, donnant de grands déplacements relatifs pour de faibles variations de températures. — P. 72-75.

L'auteur préconise l'emploi de lames métalliques minces, de 70 millimètres de longueur, constituées de deux couches métalliques soudées l'une à l'autre. L'un des métaux employés est le laiton; l'autre est un acier spécial, dont l'auteur ne fait pas connaître la composition. Ces lames pourraient être utilisées pour la fermeture automatique de circuits électriques et, en particulier, pour l'allumage automatique du gaz d'éclairage.

WILHELM VOLKMANN. — Mode simple de suspension, à l'abri des secousses. P. 75.

Dispositif analogue à celui de Julius [*J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. VI, p. 18 (1897)], mais très simplifié. Peut rendre des services.

K.-R. KOCH. — Le stéthoscope employé comme baguette divinatoire. — P. 112-113.

Un simple appareil, tel que celui que les physiologistes emploient pour l'observation des bruits intérieurs de l'organisme, a pu servir à reconnaître le bruit de courants d'eau circulant à de grandes profondeurs à l'intérieur du sol.

F. PASCHEN et K. WOLFF. — Détermination de l'équivalent mécanique de la chaleur; cours public et laboratoire. — P. 113-115.

Un cylindre de cuivre horizontal et fixe ( $l = 5^{\text{cm}}, 5$ ;  $2r = 3^{\text{cm}}, 1$ ) est serré entre deux mâchoires demi-cylindriques de cuivre ( $e = 0^{\text{cm}}, 6$ ), entraînées dans un mouvement de rotation par un poids

(1) *J. de Phys.*, 2<sup>e</sup> série, t. VIII, p. 330; 1889.

de 25 kilogrammes. L'élévation de température est donnée par un élément thermo-électrique fer-constantan, plongé à l'intérieur de la masse fixe de cuivre. L'expérience est visible de tout un auditoire. La chute du poids a lieu en une minute et demie. Les corrections ont peu d'importance; la corde mauvaise conductrice, n'emporte que très peu de chaleur.

Les auteurs obtiennent  $J = 4,188 \times 10^7$ . Ils se proposent de donner à leur mesure une précision comparable à celle des expériences de Rowland.

F. CARRÉ.

W. WOLKMANN. — La grandeur convenable pour un miroir de galvanomètre. P. 76-77.

Si l'on tient compte à la fois du pouvoir optique d'un miroir circulaire et de son moment d'inertie (proportionnel à la puissance 5 du diamètre pour un rapport donné  $c$  de l'épaisseur au diamètre), on reconnaît que la sensibilité de l'installation est maximum quand ce moment est égal au cinquième du moment total de l'équipage mobile; elle diminue quand  $c$  augmente, mais assez lentement.

P. LUGOL.

A.-F. KOVÁŘIK. — Note sur la vie moyenne de l'actinium C. — P. 83.

L'auteur a employé la méthode des champs électriques variables de Hahn et Meitner (1) pour séparer l'actinium C. L'instrument de mesure de l'ionisation était un électroscope ordinaire à rayons  $\beta$ . La valeur la plus probable de la vie moyenne calculée d'après 150 expériences est 4,71 minutes. Aucun des nombres trouvés n'atteint 5 minutes, tandis que Hahn et Meitner avaient attribué à cette constante la valeur 5,1 minutes.

K. BERGWITZ. — Sur le collecteur à ionium. — P. 83.

L'ionium présente deux avantages pour l'établissement de collecteurs à électricité atmosphérique: sa vie moyenne est certainement très longue (plus de 3.000 ans); en second lieu, les particules  $\alpha$  qu'il émet n'ionisent l'air que sur une faible épaisseur ( $2^{cm}, 8$ ). Pour fixer solidement la matière radioactive à la plaque de cuivre communi-

(1) *Physik. Zeitschr.*, IX, 649 (1908); *Verh. d. D. Ph. Ges.*, XI, 99 (1909).

quant avec l'électromètre, M. Geitel a incorporé sur la plaque la préparation d'ionium à un peu d'émail. Après calcination au four électrique, l'adhérence est parfaite. Des fils de platine font communiquer directement le cuivre avec la petite couche d'air ionisée.

M. Bergwitz a comparé le collecteur à un collecteur à écoulement d'eau dans un champ variable connu. L'accord est satisfaisant. Le temps de charge du collecteur à ionium est plus grand que celui du collecteur à eau, mais plus petit que celui des autres collecteurs. Quelques essais à l'air libre ont donné de bons résultats. L'instrument de mesure est un électromètre bifilaire de Wulf.

Ces collecteurs sont destinés à l'expédition antarctique allemande.

A. GRUMBACH.

F. EHRENHAFT. — I. Sur une nouvelle méthode de mesure de quantités d'électricité sur des particules dont les charges sont notablement inférieures à celle de l'électron et ne paraissent pas non plus en être des sous-multiples [t. XI, (1910), p. 619]. — II. Sur une nouvelle méthode de mesure de quantités d'électricité qui paraissent plus petites que la charge d'un électron et qui diffèrent des sous-multiples d'un électron (*ibid.*, p. 940). — III. Sur la constitution atomique de l'électricité [t. XII (1911), p. 94].

I. L'auteur a essayé de mesurer  $e$  sur des particules isolées et non sur des moyennes. Il produit dans un gaz sec des particules ultramicroscopiques en faisant jaillir l'arc entre des électrodes d'or, d'argent, de platine. Ces particules tombent verticalement, sans que le mouvement brownien donne de perturbations appréciables (si le gaz est humide, les particules d'eau, animées de mouvement brownien considérable, gênent beaucoup pour l'observation). On étudie au microscope la chute des particules : 1° en chute libre ; 2° en présence d'un champ électrique (en sens inverse de la chute libre). On note le temps mis par une particule pour se déplacer d'une division du micromètre oculaire dans un sens ou dans l'autre.

L'auteur suppose que les particules observées sont sphériques.

Les valeurs données par un grand nombre de mesures sont rassemblées dans des tableaux :  $e$  varie de  $1,22 \cdot 10^{-10}$  à  $12,43 \cdot 10^{-10}$  pour le platine (le rayon variant de  $4,42 \cdot 10^{-6}$  à  $14,7 \cdot 10^{-6}$  centimètres), de  $0,94$  à  $26,63 \cdot 10^{-10}$  pour l'argent ( $r$  variant de  $6,04 \cdot 10^{-6}$  à  $28,29 \cdot 10^{-6}$ ), de  $0,53$  à  $9,57 \cdot 10^{-10}$  pour l'or ( $r$  variant de  $3,52$  à  $12,93 \cdot 10^{-6}$ ). Beaucoup de valeurs trouvées sont inférieures à  $4 \cdot 10^{-10}$ , valeur classique. L'auteur ne pense pas qu'on puisse expliquer cette anomalie par le

défaut de rigueur de la loi de Stokes : car il trouve des valeurs inférieures à  $1 \cdot 10^{-10}$  pour des particules dont le rayon est assez grand pour qu'on puisse appliquer la loi de Stokes.

L'auteur conclut à l'existence d'une charge élémentaire inférieure à celle admise jusqu'à maintenant.

II. *Discussion au Congrès de Koenigsberg.* — 1° Ehrenhaft admet que les particules sont sphériques et par suite leur applique la loi de Stokes : Sommerfeld montre que, si les particules ne sont pas sphériques, la formule de Stokes doit être modifiée ;

2° Belstelmeyer dit qu'il peut y avoir des mouvements tourbillonnaires dans le gaz provenant d'un champ non uniforme par exemple : Ehrenhaft répond qu'il n'y a pas de convection ;

3° Meyer objecte qu'il peut y avoir des variations fortuites de la charge par neutralisation partielle ou totale des particules pendant leur parcours ;

4° Born dit que le mouvement brownien du gaz ionisé est peut-être orienté par le champ électrique et qu'il peut en résulter un entraînement des particules ultramicroscopiques, dans le sens du champ ;

5° Kauffmann se demande si les particules très petites ont la même densité que la densité moyenne du corps, ce que Ehrenhaft a admis.

Les deux objections qui paraissent les plus importantes sont la première et la dernière.

III. L'auteur a repris ses mesures sur la charge de l'électron en déterminant la charge d'une particule isolée ultramicroscopique d'or ou d'argent colloïdal.

Il trouve comme résultat final que, lorsque le rayon d'une particule est compris entre 1,2 et  $2 \cdot 10^{-5}$  centimètre, la charge est  $1,7 \cdot 10^{-10}$  ; quand le rayon est compris entre 0,3 et  $0,9 \cdot 10^{-5}$  centimètre, la charge est  $1 \cdot 10^{-10}$ .

La résistance au mouvement d'une sphère est calculée d'après la formule de Stokes modifiée par Cunningham :

$$x = 6\pi\mu av \left[ 1 + \frac{1,63 \frac{l}{a}}{f + 2(1-f)} \right]^{-1},$$

$l$  étant le libre parcours moyen et  $f$  un coefficient que Ehrenhaft prend égal à  $\frac{1}{2}$ . L'auteur donne dans des tableaux les résultats de

ses mesures, en faisant successivement  $f = \frac{1}{2}$ ,  $f = 1$ .

L'auteur conclut en disant que sa méthode lui a permis de décider si l'existence d'un atome d'électricité individuelle est ou non fondée.

R.-A. MILLIKAN. — Obtention d'un ion isolé, mesure précise de sa charge et correction à la loi de Stokes. — T. XI (1910), p. 1097.

C'est une nouvelle méthode pour étudier l'ionisation de gaz.

On introduit entre les deux plateaux d'un condensateur de fines gouttelettes d'huile ou d'une substance non volatile (obtenues à l'aide d'un pulvérisateur). On étudie la chute de ces gouttelettes d'abord sous l'action de la pesanteur seule, puis sous l'action de la pesanteur et d'un champ électrostatique (pouvant varier de 3.000 à 8.000 volts).

Si  $m$  est la masse d'une gouttelette,  $e_n$  sa charge,  $v_1$ , sa vitesse en chute libre,  $v_2$  sa vitesse sous l'action d'un champ  $F$ , on a :

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{mg}{Fe_n - mg}$$

d'où  $e_n$ .

En admettant la loi de Stokes :

$$v_1 = \frac{2}{9} g \frac{\sigma - \rho}{\mu} a^2$$

( $a$ , rayon de la goutte;  $\sigma$ , densité de la goutte;  $\rho$ , densité de l'air;  $\mu$ , coefficient de viscosité de l'air), on tire :

$$e_n = \frac{4\pi}{3} \left[ \frac{9\mu}{2g(\sigma - \rho)} \right]^2 \frac{6g}{F} (v_1 + v_2) v_2^{\frac{1}{2}}$$

La mesure de  $v_1$  et de  $v_2$  donne  $e_n$ .

Les résultats sont les suivants :

On a pu observer l'accouplement d'une gouttelette soit à un ion atmosphérique isolé, soit à un nombre quelconque de ces ions variant entre 1 et 150;

On a pu donner une démonstration directe du postulat que les charges électriques sont toujours des multiples exacts d'une même charge élémentaire ;

On a pu mesurer la valeur exacte de cette charge élémentaire Millikan trouve  $4,9016 \cdot 10^{-10}$ ;

On a déterminé directement l'ordre de grandeur de l'énergie cinétique d'agitation des molécules ( $3,756 \cdot 10^{-11}$  ergs) ;

Enfin l'auteur a montré que la loi de Stokes ne s'applique plus lorsque le diamètre de la sphère devient comparable au libre parcours moyen des molécules et qu'il faut la remplacer par la formule corrigée :

$$v = \frac{2}{9} g \frac{\sigma - \rho}{\mu} a^2 \left( 1 + A \frac{l}{a} \right),$$

$l$  étant le libre parcours moyen et  $A$  une constante.

K. PRZIBRAM. — I. Sur les charges des fumées de phosphore [t. XI (1910), p. 630].  
— II. Détermination de la charge des particules d'un brouillard [t. XII (1911), p. 62].

I. L'auteur étudie au microscope (et non à l'ultramicroscope comme Ehrenhaft), la chute de particules de phosphore. Il applique la formule :

$$e = \frac{18\pi\mu^2}{\sqrt{2sg}} v_2^{\frac{3}{2}} \frac{v_2 + v_1}{F}$$

( $s$  est la densité de la particule,  $\mu$  le coefficient de viscosité,  $v_1$  la vitesse en chute libre,  $v_2$  la vitesse de chute dans un champ électrique  $F$ ).

Il construit une courbe représentant les valeurs de  $e$  qui se reproduisent le plus souvent.

On trouve des intervalles réguliers dans lesquels se groupent les valeurs de  $e$ , mais dans les intervalles  $e$  varie de 3 à 6.  $10^{-10}$ . L'auteur est d'accord avec Ehrenhaft pour assigner à l'électron une charge plus faible que celle admise jusqu'à maintenant.

II. Pour rassembler les mesures précédentes, l'auteur porte en abscisses les valeurs mesurées de  $e$ , en ordonnées le nombre des valeurs de  $e$  dans un intervalle déterminé (par exemple de 1.  $10^{-10}$  unités électrostatiques), et calculées en remplaçant la loi de Stokes par la formule de Millikan (voir plus haut).

Pour le phosphore, la courbe présente trois maxima très prononcés pour 5,0, 9,8, 13,2.  $10^{-10}$  avec de petits maxima pour 15, 19, 236.

L'auteur a employé aussi de la fumée de camphre (maximum 3,7.  $10^{-10}$ ), de la fumée de soufre (maximum entre 5 et 7). Il conclut de ses expériences que, pour des gouttes de rayon compris entre 3,5 et 3,8.  $10^{-5}$  centimètres, le premier maximum est 5.  $10^{-10}$ ; pour



des rayons entre  $3,1$  et  $3,4 \cdot 10^{-5}$ , il est de  $4,2$ ; pour des rayons de  $2,7$  à  $3 \cdot 10^{-5}$ , il est de  $2,6 \cdot 10^{-10}$ ; pour des rayons de  $2$  à  $2,6 \cdot 10^{-5}$ , il est de  $2 \cdot 10^{-10}$ .

E. REGENER. — Sur la détermination de la charge des particules.  
Grandeur de la charge d'un électron. — P. 135.

La méthode employée par Regener se rapproche de celle de Przibram : on étudie au microscope la chute de particules dans un condensateur, avec ou sans champ électrique. Le condensateur a comme dimensions  $2^{\text{mm}},5$ , 20 millimètres et 15 millimètres.

La distance des plateaux doit être suffisamment petite par rapport aux autres dimensions pour éviter la torsion des lignes de force du champ et pouvoir ainsi étudier la chute sans changer la mise au point.

Regener a employé des gouttes d'huile, des gouttes de lessive de potasse (entraînées par l'oxygène dans l'électrolyse rapide d'une solution de potasse). L'auteur applique la formule de Stokes avec les corrections de Cunningham et de Millikan (corrections qui atteignent 27 0/0 pour des gouttes de rayon  $3,35 \cdot 10^{-5}$  centimètre). L'auteur trouve pour la charge élémentaire des gouttes d'huile  $4,84 \cdot 10^{-10}$  u. és.; pour les gouttes de potasse,  $4,86 \cdot 10^{-10}$ . Il admet  $4,90 \cdot 10^{-10}$  u. és. pour valeur de l'électron.

Regener a aussi opéré sur des particules d'argent obtenues par l'arc entre deux électrodes d'argent; il trouve  $1,4 \cdot 10^{-10}$  pour valeur de l'électron en prenant pour densité des particules celle de l'argent, ce qui est contestable.

D'ailleurs, il pense que les particules sont une combinaison d'argent, d'oxyde d'azote et d'ozone qui sont produits par l'arc.

J. SCHUNEMANN. — Recherches sur l'état électrique de l'air dans les cavernes et dans les caves. — P. 64.

D'après Ebert, l'air qui sort des fissures terrestres sous l'action des oscillations barométriques est chargé négativement; il semble en résulter que l'air qui se trouve dans les cavernes souterraines doit être chargé positivement. L'auteur a cherché à le montrer en étudiant l'air de deux caves, dans l'une desquelles il avait mis des matières radioactives recouvertes d'une couche épaisse de sable.

Il s'est servi d'un électromètre d'Elster et Geitel avec une électrode de polonium. Le résultat a été négatif.

H. REIN. — Le transmetteur de tonalité radiotélégraphique à courant continu

E. NESPER. — P. 70. — C. LORENZ. — *Id.*

Jules Roux.

A. HEYDWEILER. — Tension superficielle et conductivité électrique des solutions salines. — P. 145-155.

D'après ses propres observations et celles de divers expérimentateurs, choisies parmi celles dont le mode d'exécution offre le plus de garantie d'exactitude, l'auteur a étudié la variation de la tension superficielle avec la concentration pour des solutions de vingt-neuf sels différents, possédant des ions univalents ou divalents. Cette variation est exprimée par :

$$\Delta\alpha = 100 \frac{\alpha - \alpha_0}{m\alpha_0},$$

$\alpha$  et  $\alpha_0$  désignant respectivement les tensions superficielles de la solution et du dissolvant pur à la même température, et  $m$  la concentration en équivalents-grammes par litre.  $\Delta\alpha$  n'est pas une constante pour un sel donné, mais cette grandeur varie avec la concentration ou avec le degré de dissociation électrolytique  $i$  du sel en solution; elle possède un minimum nettement marqué, et les courbes  $\Delta\alpha - i$  présentent une symétrie remarquable de part et d'autre de ce minimum. Les courbes  $\Delta\alpha - i$  sont assez exactement représentées par la relation de Grüneisen :

$$\Delta\alpha = B_\alpha + (A_\alpha - B_\alpha) i + C_\alpha m;$$

l'exactitude avec laquelle les constantes  $A_\alpha$   $B_\alpha$   $C_\alpha$  se déduisent des observations n'est cependant pas parfaite; la plus sûrement déterminée est la constante  $A_\alpha$  relative aux ions libres. Elle est toujours positive et ne varie qu'entre des limites étroites (entre 2 et 8); elle n'est que peu différente pour les sels du même type (ayant des ions de même valeur), et il est très probable que l'influence des ions sur la tension superficielle dépend principalement de leurs actions électriques réciproques; c'est du moins ce que le calcul semble indiquer. L'influence sur la tension superficielle des molécules non dissociées, exprimée par la constante  $B_\alpha$ , est toujours plus faible que celle des ions;  $B_\alpha$  est quelquefois positif, plus souvent négatif, sa valeur est comprise entre + 1,0 10 et - 3,0. La constante  $C_\alpha$ , qui correspond

aux forces de cohésion du corps dissous, indique une influence sur la tension superficielle assez faible pour des concentrations modérées, mais qui augmente avec la concentration, elle est toujours positive et sa valeur est comprise entre 0,07 et 0,6.

E. WERTHEIMER. — Sur la thermodynamique de la vapeur d'eau. — P. 91.

L'auteur cherche pour la vapeur d'eau une équation caractéristique s'appliquant au voisinage de la saturation, c'est-à-dire à des températures qui ne s'écartent pas de plus de 100° à 150° du point de saturation. La formule qui convient le mieux est :

$$(1) \quad \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{p_s}{330},$$

et par suite :

$$(1') \quad p = p_s \left(1 + \frac{T - T_s}{330}\right);$$

T exprime la température absolue et l'indice  $s$  se rapporte à l'état de saturation. Pour déterminer  $p_s$  et  $T_s$ , il faudrait connaître deux relations entre  $v$ ,  $p_s$  et  $T_s$ . — Au-dessus de 415° (abs.), ces relations sont bien exprimées par :

$$(2) \quad p_s + A p_s^2 = \frac{R}{m} \cdot 330 \left(\frac{1}{v} + \frac{B}{v^2}\right) = C T_s^{16}.$$

En prenant comme unités le millimètre de  $H_g$  et le centimètre cube, les constantes sont :

$$A = \frac{1}{5776}; \quad B = 366,3; \quad m = 18; \quad R = 62313; \quad C = \frac{1}{246^{16}}.$$

Les valeurs de  $p_s$  et de  $v$  calculées avec ces formules présentent un accord satisfaisant avec celles qu'on trouve dans les Tables de Landolt-Börnstein et dans le *Handbuch der Physik*. Au point critique, la vapeur n'étant formée que de doubles molécules, le volume calculé (10,02) doit être divisé par 2 (Battelli avait mesuré 4,812).

Au-dessous de 415°, si l'on connaît  $T_s$  et  $p_s$ , on calculera  $v$  par la formule :

$$(3) \quad p_s v = \frac{R}{m} \frac{330}{387} (T_s + 57),$$

et, pour une distance donnée du point d'ébullition, on aura entre  $p$  et  $v$  la relation :

$$(1^*) \quad p + Ap^2 \left( 1 + \frac{T - T_s}{330} \right) = \frac{R}{m} (330 + T - T_s) \left( \frac{1}{v} + \frac{B}{v^2} \right).$$

Des formules thermodynamiques connues et de (1) on tire :

$$(4) \quad \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{330}{T} \cdot \frac{c_p - c_v}{p_s},$$

$$(5) \quad \left( \frac{\partial v}{\partial p} \right)_T = - \left( \frac{330}{p_s} \right)^2 \frac{c_p - c_v}{T},$$

$p_s$  désignant toujours la tension de saturation de la vapeur sous le volume spécifique  $v$ . Comme pour  $T = T_s = 373^\circ$ ,  $p_s = 760$  et

$\left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = 4,843$  et  $c_p = 0,46$  (O. Planck, p. 181), il vient :

$$c_v = c_p - \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \cdot p_s \cdot \frac{T}{330} = 0,33 \text{ cal.}$$

et

$$mc_v = 5,94 = 3R \text{ cal.}$$

En général

$$\frac{1}{T} \left( \frac{\partial c_v}{\partial v} \right)_T = \left( \frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right)_v \quad [\text{Planck, équation (81)}],$$

d'après (1),

$$\left( \frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right)_v = 0, \quad \text{et} \quad \left( \frac{\partial c_v}{\partial v} \right)_T = 0,$$

de sorte que dans les limites indiquées :

$$(6) \quad c_v = \text{Cte} = \frac{3R}{m}.$$

Nernst a vérifié la constance de  $c_p = 4 \frac{R}{m}$  et pour  $T_s = 330^\circ$  où la vapeur saturée obéit à l'équation des gaz :

$$c_p - c_v = \frac{R}{m} \quad \text{et toujours} \quad c_v = \frac{3R}{m}.$$

Des équations 81 de Planck ( $s$ , entropie de l'unité de masse), on déduit ici :

$$(7) \quad s = c_v \log T + \frac{1}{330} \int p_s dv + \text{Cte}.$$

Pour une transformation adiabatique réversible, tant qu'il n'y a aucune condensation ( $ds = 0$ ) :

$$(8) \quad - \int p_s dv = 3 \frac{R}{m} \cdot 330 \log T + C^{te},$$

équation qu'on peut intégrer en remplaçant  $p_s$  par  $v$ , d'après l'équation de Zeuner  $p_s v^3 = C$  ;

On obtient encore facilement :

$$(9) \quad \frac{du}{dT} = c_v + p_s \left( \frac{T}{330} - 1 \right) \frac{dv}{dT},$$

et comme

$$\frac{du}{dT} = h - p_s \frac{dv}{dT}$$

( $h$  représente la chaleur spécifique de la vapeur d'eau saturée), il vient

$$(10) \quad h = 0,33 + p_s \frac{T_s}{330} \frac{dv}{dT} \text{ cal.}$$

L'intégration de (9) donne pour l'énergie de la vapeur saturée :

$$(11) \quad \left\{ \begin{array}{l} u_s = 0,33T_s + \int p_s \left( \frac{T_s}{330} - 1 \right) dv \\ \quad + [r_{34} - p_4 (v_4 - v_3) + u_3]_{T=0} \text{ cal.} \end{array} \right.$$

L'indice 3 se rapporte à l'état solide ;  $r_{34}$  est la chaleur de vaporisation de la substance solide.

Pour l'énergie de la vapeur non saturée, on a

$$(12) \quad \left\{ \begin{array}{l} u = u_s + \int_{T_1}^T \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right) dT = u_s + c_v (T - T_s) \\ \quad = u_s + 0,33 (T - T_s). \end{array} \right.$$

La valeur de  $r_{34}$  au zéro absolu paraît être comprise entre 600 et 700 ; c'est jusqu'à des températures élevées la majeure portion de l'énergie totale de la vapeur.

F. H. LORING. — Relations entre les poids atomiques —P. 407.

Mémoire d'un caractère purement spéculatif.

A. CORVISOY.

## THE ASTROPHYSICAL JOURNAL ;

Vol. XXX ; juillet, décembre 1909 (*suite*).

WALTER.-S. ADAMS. — A summary of the results of a study of the mount Wilson photographs of the sun spot spectra (Résumé des résultats d'une étude des photographies de taches solaires du mont Wilson). — P. 86-126.

La collection des photographies solaires du mont Wilson est une des plus riches qui soient en matériaux de premier ordre. Aussi la discussion des documents qu'elle contient permet-elle de résoudre bien des problèmes de physique solaire. M. W.-S. Adams s'occupe plus particulièrement dans son mémoire de l'étude du spectre des taches.

Les principales caractéristiques de ce spectre sont, en dehors d'un déplacement du maximum d'intensité du spectre continu, l'augmentation ou la diminution d'intensité d'un très grand nombre de raies, la présence d'un très grand nombre de raies que l'on ne retrouve pas dans le spectre solaire, beaucoup étant groupées sous forme de bandes ou de cannelures ; enfin l'élargissement et parfois le dédoublement des raies sans renforcement apparent. M. Adams étudie en détail ces trois phénomènes.

Les dédoublements des raies s'expliquent, comme l'a montré G. Hale, par l'existence d'un champ magnétique, dans les taches. M. Adams donne la liste complète des doublets et des triplets mesurés.

Pour les bandes et les cannelures propres au spectre des taches, il a pu les identifier avec celles de l'oxyde de titane, l'hydrate de magnésium et l'hydrate de calcium. Plus de six mille raies sur les huit mille inconnues ont là leur origine.

La partie la plus importante des recherches de M. Adams est assurément l'étude détaillée des spectres des principaux éléments, la classification de leurs raies selon qu'elles sont renforcées, affaiblies ou non changées, la description de leurs principales caractéristiques. La conclusion très importante de cette étude, c'est que la température des taches est moindre que celle de la photosphère. Le rapport des intensités d'une raie dans le spectre des taches et dans le spectre de la photosphère est en effet très sensiblement le même que le rapport des intensités de cette raie dans le

spectre de la flamme de l'air et dans celui de sa partie centrale. De plus les raies renforcées dans l'étincelle condensée (*enhanced lines*) sont plus faibles dans le spectre des taches.

Il est bon de noter pour sa simplicité le procédé employé par M. Adams pour mesurer quantitativement les intensités des raies. Il les compare, à l'aide du spectro-comparateur d'Hartmann, à une série d'images types obtenues en photographiant avec des durées de poses croissant en progression géométrique l'image centrale, non déviée, donnée par réflexion sur le réseau, de la fente du spectroscop.

H. SHAW. — The arc spectrum of Vanadium in the region  $\lambda$  5800 to  $\lambda$  7364 (Spectre d'arc du vanadium de  $\lambda$  5800 à  $\lambda$  7364). — P. 127.

Tables des longueurs d'onde de près de deux cents raies du vanadium.

Ces longueurs d'ondes ont été rapportées à celles des raies du fer en se servant jusqu'à  $\lambda$  6500 des étalons de Fabry et Buisson, au delà des étalons de Rowland. Les longueurs d'onde obtenues à l'aide des étalons de Fabry et Buisson concordent beaucoup mieux entre elles que celles obtenues à l'aide des étalons de Rowland.

B.-E. MOORE. — Upon the separation of the spectral lines of thorium in the magnetic field (Sur la séparation des raies du thorium dans le champ magnétique). — P. 144 à 168 et 178 à 222.

Ce mémoire contient la description détaillée des modifications que subissent les raies du thorium dans le champ magnétique. Ces raies sont classées en vingt tableaux d'après le nombre ou la symétrie de leurs composantes. Voici, parmi d'autres, quelques-uns des résultats que signale l'auteur.

1° Les raies qui ont six composantes ou plus sont relativement peu nombreuses dans le thorium. Les séparations des composantes pour beaucoup d'entre elles sont des multiples de petits nombres, mais ces nombres ne sont pas des parties aliquotes d'une séparation normale;

2° Il y a beaucoup de raies présentant des dissymétries dans la séparation de leurs composantes ou dans leurs intensités; la composante la plus forte est toujours la moins déplacée;

3° Il y a quelques raies qui ont un nombre inégal de composantes de part et d'autre de la position originelle.

Il y a un grand nombre de raies dissymétriques en intensité qui ne le sont pas en position.

Les composantes sont souvent dissymétriques en largeur ; une composante est étroite et son compagnon opposé est large. On peut penser qu'avec un champ plus fort ce compagnon pourrait se dédoubler ; la raie rentrerait alors dans le type décrit au paragraphe 3.

Il y a beaucoup de raies non séparées dans le champ, mais cependant très affectées ; quelques-unes d'entre elles vibrent plus fortement dans la direction perpendiculaire aux lignes de force, d'autres font l'inverse. On peut en grouper quelques-unes par couples, d'autres par groupes plus nombreux.

Beaucoup de triplets voisins les uns des autres présentent la même séparation de leurs composantes, les raies qui les donnent pourraient sans doute être rattachées les unes aux autres.

GEORGE-E. HALE et WALTER-S. ADAMS. — *Photography of the flash spectrum without an eclipse (Photographie du spectre éclair en dehors d'une éclipse).* — P. 222-230.

Les auteurs ont réussi à photographier en tout temps le spectre de la chromosphère en plaçant la fente d'un spectrographe de très grande dispersion très exactement au contact du bord d'une image du soleil de grande dimension. La précision des mesures de longueur d'onde sur ces photographies est bien supérieure à celle que l'on peut obtenir sur les spectrographies obtenues dans les éclipses avec les chambres prismatiques. Elle permet de conclure à l'identité des longueurs d'onde des raies de la chromosphère et de celles des raies de Fraunhofer. Or, d'après M. Julius, les raies brillantes du spectre éclair seraient dues à des réfractions anormales de la lumière blanche du soleil ; leurs longueurs d'onde devraient être sensiblement différentes de celles des raies de Fraunhofer. Les résultats de M. G. Hale et de M. W.-S. Adams sont donc sur ce point contraires à l'hypothèse de Julius.

Jules BAILLAUD.



ACTION DE FORCES EXTÉRIEURES SUR LA TENSION DES VAPEURS SATURÉES  
ET DES GAZ DISSOUS DANS UN LIQUIDE (1) ;

Par M. G. LIPPMANN.

Si un liquide volatil tel que l'eau s'élève dans un tube capillaire jusqu'à une hauteur  $\Delta x$ , la tension de la vapeur au ménisque est nécessairement moindre que la tension à la surface plane, et cette diminution de tension  $\Delta f$  doit satisfaire à l'équation :

$$(1) \quad \Delta f = \varphi g \Delta x,$$

$\varphi$  étant la densité de la vapeur et  $g$  l'accélération de la pesanteur. On sait que ce théorème est dû à lord Kelvin : ce physicien a montré que si l'équation (1) n'était pas satisfaite, il se produirait une distillation *per descensum* qui continuerait indéfiniment, et que le système fonctionnerait comme moteur perpétuel.

Comment expliquer cette différence de tension maxima entre les deux surfaces liquides qui sont pourtant à la même température ? Lord Kelvin a proposé l'explication suivante : la variation  $\Delta f$  serait due à la courbure du ménisque, le ménisque exercerait sur la vapeur une action déprimante proportionnelle à l'action soulevante qu'il exerce sur le liquide. Cette théorie admet implicitement que la tension de vapeur est la même dans toute l'étendue de la masse liquide, la température étant supposée uniforme, et que la variation  $\Delta f$  se produit d'une manière discontinue au passage par la surface incurvée du ménisque.

La proposition exprimée par l'équation (1) ne me paraît pas douteuse ; mais il n'en est pas de même de l'action du ménisque.

Je vais essayer d'établir une autre théorie du phénomène et de montrer que la variation de la tension de vapeur a lieu d'une manière continue à l'intérieur du liquide sous l'influence de la pesanteur et que cette variation en fonction de la hauteur est égale à celle de la pression de la vapeur libre à l'extérieur. Il est bien vrai qu'en l'absence de la pesanteur la tension de vapeur est uniforme dans toute la masse, n'étant pas fonction de la pesanteur ; mais quand

---

Communication faite à la Société française de Physique : séance du 3 février 1911.

la pesanteur agit, l'homogénéité disparaît en même temps que l'égalité de pression.

Avant de démontrer cette proposition, généralisons le problème de Kelvin en considérant d'autres cas où la même démonstration est applicable.

*Premier cas.* — La colonne liquide soutenue par capillarité est entourée d'un gaz soluble dont le liquide est saturé : air, acide carbonique, etc. La pression du gaz libre n'est pas la même en haut et en bas : la différence  $\Delta f$  est égale à  $\psi g \Delta x$ ,  $\psi$  étant la masse de l'unité de volume du gaz libre.

*Deuxième cas.* — Le ménisque est remplacé par un bouchon de gélatine, ou d'albumine coagulée, ou de ferrocyanure de potassium, le tube restant rempli de liquide jusqu'au bouchon. On a toujours  $\Delta f = \psi g \Delta x$ .

Dans ces deux cas le liquide se sature en haut et en bas de quantités de gaz proportionnelles à la pression extérieure (loi de Henry), inégales par conséquent en haut et en bas.

Si la pesanteur n'avait aucune action sur le gaz dissous, la diffusion aurait pour effet d'égaliser peu à peu les teneurs en gaz dans toute la masse, et l'équilibre serait impossible ; il y aurait circulation perpétuelle du gaz pesant. Donc il faut que, malgré la diffusion, la tension du gaz dissous se maintienne d'une manière permanente moindre en haut qu'en bas, et cela d'une quantité précisément égale à  $\Delta f$ , ou à  $\psi g \Delta x$ .

C'est le poids du gaz dissous qui intervient dans ce cas. Pour montrer qu'il en est nécessairement ainsi, appliquons le principe du travail virtuel. Il faut pour l'équilibre que la somme des travaux virtuels soit égale à zéro. Cette somme se compose de trois termes. Le travail dû aux forces extérieures (pesanteur) s'exerçant sur le fluide libre (sur le gaz extérieur) donne un terme  $\Sigma_1$ .

Le travail dû aux forces extérieures qui peuvent agir sur le fluide dissous donne un terme  $\Sigma_2$ . Enfin sur les molécules du gaz dissous s'exercent des forces moléculaires, dont la loi est inconnue, et qui fournissent un terme  $\Sigma'$ . On a donc pour l'équilibre :

$$\Sigma_1 + \Sigma_2 + \Sigma' = 0.$$

Or, on a  $\Sigma' = 0$ , quelle que soit la nature des fluides mis en jeu : car on suppose que le fluide peut traverser le solvant sans éprouver de résistance autre que celle du frottement, laquelle s'an-

nule en même temps que la vitesse. En d'autres termes, si le solvant opposait une résistance au mouvement circulatoire, il assurerait par cela même l'équilibre, et le problème de Kelvin ne se poserait plus. Donc  $\Sigma' = 0$  et  $\Sigma_1 + \Sigma_2 = 0$ . Donc les résultantes des forces extérieures sur le fluide mobile sont, à l'extérieur et à l'intérieur, égales et de sens contraire.

On remarquera que la généralité de cette démonstration tient à ce que  $\Sigma' = 0$ ; la nature des liaisons intermoléculaires qui entrent dans l'expression de  $\Sigma'$  varie sans doute suivant les substances employées; mais ici  $\Sigma'$  disparaît. C'est pour une raison analogue que les raisonnements de S. Carnot s'appliquent à tous les systèmes dont le cycle est fermé.

En particulier, le raisonnement ci-dessus s'applique à la vapeur saturée comme au gaz dissous, sans qu'il soit nécessaire de faire d'hypothèse sur l'état intérieur d'un liquide volatil; sans qu'il faille admettre, par exemple, qu'il y ait dans le liquide des molécules de vapeurs distinctes des molécules liquides qui les entourent.

Le magnétisme remplace la pesanteur comme force extérieure dans l'exemple suivant.

*Troisième cas.* — De l'eau s'élève par capillarité dans un tube entouré d'oxygène qui est magnétique, tandis que l'eau est diamagnétique. Un pôle d'aimant placé au-dessous du système exerce son attraction sur l'oxygène. On peut supposer, pour simplifier, que le liquide s'élève assez haut pour que le ménisque se trouve sensiblement en dehors de l'action magnétique. Le gaz est dès lors seul en jeu, et l'on voit bien que chaque molécule dissoute doit être attirée comme si elle faisait partie du gaz libre; si le solvant formait écran magnétique, il y aurait circulation perpétuelle. On peut également supposer que le ménisque est remplacé par un bouchon de gélatine, que le tube de verre porte des fenêtres latérales placées à des niveaux différents et bouchées par des ménisques ou par de la gélatine: toujours il faut qu'à chaque niveau le gaz dissous sous l'action des parois extérieures acquière de lui-même l'état de concentration qui correspond à la pression du gaz libre pris au même niveau.

*Quatrième cas.* — Un tube plein d'eau sucrée est fermé à sa partie inférieure par une membrane semi-perméable de ferrocyanure de cuivre en contact avec de l'eau pure. On sait que l'eau pénètre par osmose dans le tube jusqu'à une hauteur telle que la pression de la vapeur d'eau qui entoure l'appareil soit égale à la tension de vapeur

$f'$  de l'eau sucrée. D'après le théorème énoncé plus haut, cette hauteur est telle que, sous l'action de la pesanteur, la tension intérieure s'accroît avec la profondeur, de telle manière qu'au moment de l'équilibre elle atteint au niveau de l'eau pure la tension maxima propre à l'eau pure. Ce résultat est bien d'accord avec les vues de Ponsot, et me paraît les compléter sur un point. Ponsot expliquait l'ascension osmotique par une sorte de distillation qui aurait lieu à travers la membrane de l'eau pure à l'eau sucrée : on voit que ladite distillation s'arrête précisément pour une hauteur telle que l'égalité de tension de vapeur soit atteinte.

On peut analyser de la même manière ce qui se passe quand on soulève le tube à osmose, de manière que la membrane qui le ferme ne touche plus l'eau, mais baigne dans la vapeur ; ou encore quand on munit le tube à osmose de fenêtres latérales fermées par du ferrocyanure de cuivre en contact avec l'atmosphère de vapeur d'eau. La tension de vapeur à la fenêtre varie suivant l'équation (1).

En résumé, cette équation s'applique à tous les cas où un fluide gazeux, gaz dissous ou vapeur, peut circuler librement à travers une masse liquide : sa tension varie suivant la même loi que dans un espace libre, ou bien que dans les interstices d'un corps poreux pénétré par la masse gazeuse.

---

## PRINCIPE DE NOUVEAUX APPAREILS POUR COURANTS ALTERNATIFS ;

PAR M. HENRI ABRAHAM.

---

### I. — Fréquence-mètre et ohmmètre enregistreurs (1).

Les appareils dont il va être question comportent l'emploi d'un cadre mobile pouvant tourner dans le champ magnétique alternatif d'un électro à fer feuilleté. Ce sont donc des sortes d'électrodynamomètres ; mais ils sont caractérisés par ceci qu'ils sont dépourvus de tout ressort élastique, de manière que le cadre est entièrement libre et que son orientation est due, comme nous le montrerons plus loin, aux courants qui y sont induits par le champ alternatif.

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 3 mars 1911.

1. *Les galvanomètres à cadre mobile pour courants alternatifs.* — Je rappellerai d'abord les propriétés des appareils galvanométriques à cadre mobile dont le champ magnétique alternatif est produit par un électro-aimant à fer feuilleté — tels que le galvanomètre pour courants alternatifs que j'ai décrit antérieurement dans ce recueil (1).

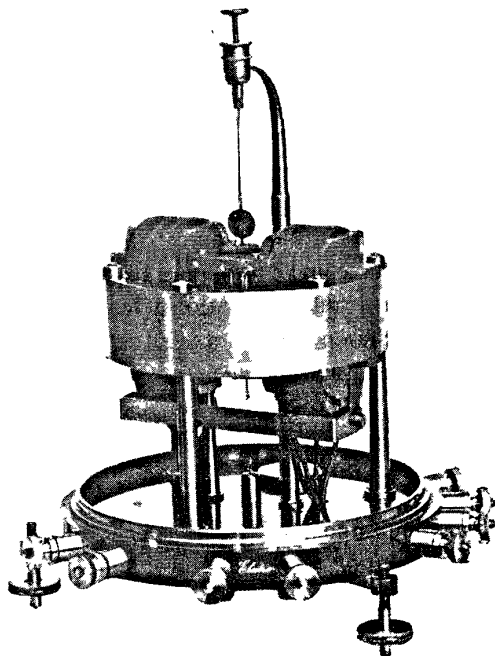


FIG. 1. — Galvanomètre à cadre mobile pour courants alternatifs.

Cet appareil ne diffère du galvanomètre d'Arsonval que par l'emploi d'un électro-aimant à fer feuilleté; on peut donc lui donner pour les courants alternatifs autant de sensibilité que le d'Arsonval en comporte pour les courants continus.

Voici par exemple une capacité de moins d'un millième de microfarad, si je la charge en courants alternatifs sous une différence de potentiel de quelques volts, vous voyez sortir de l'échelle l'image du filament lumineux que projetait le miroir du galvanomètre.

Je mets maintenant le galvanomètre en relation avec une bobine exploratrice, et vous voyez, par les déviations de l'image sur

1) H. ABRAHAM, *Galvanomètre pour courants alternatifs*, ce recueil, t. V. p. 576 (1906).

l'échelle, que toute la salle est pleine du champ alternatif créé par ce rhéostat où passent quelques ampères. Les champs magnétiques que l'on peut arriver à déceler de cette manière sont bien inférieurs au *microgauss*, il pourra donc être commode d'utiliser un tel galvanomètre pour les mesures qui demandent de la sensibilité, par exemple dans la méthode de détermination électrique des très petits déplacements de M. Guillet<sup>(1)</sup>.

Il y avait quelque intérêt à examiner si le fer de l'électro n'apportait pas de perturbations importantes dans le fonctionnement de l'appareil.

On sait que dans les électro-aimants à fort entrefer, le champ magnétique doit être à tout instant proportionnel à la valeur actuelle du courant. Je me suis assuré qu'il en est en effet ainsi en relevant à l'hystérésigraphe<sup>(2)</sup> la courbe dont les abscisses sont proportionnelles aux valeurs du courant d'excitation et les ordonnées proportionnelles aux valeurs du champ dans l'entrefer de l'électro-aimant : cette courbe se confond bien *pratiquement* avec une ligne droite. L'effet de l'hystérésis et des courants de Foucault est seulement de mettre le champ en retard par rapport au courant d'une très petite fraction de la période ( $\tan \varphi = \frac{1}{100}$  à 42 périodes par seconde).

Ceci a une certaine importance pour la recherche des dispositifs à adopter pour la résolution de chaque problème expérimental, car il résulte de cette propriété que l'électro-aimant peut être traité comme un bobinage sans fer : au degré de précision que nous venons de dire, il a un coefficient de self-induction bien défini.

**2. Les appareils à cadre mobile sans ressort de rappel.** — Dans le fréquencemètre que vous avez sous les yeux, et dans toute une série d'appareils du même genre (capacimètre, ohmmètre, etc.), le cadre mobile, soit suspendu, soit monté sur pivots, est dépourvu de tout ressort de rappel. Il est entièrement libre de tourner dans le champ magnétique ; le courant lui est amené par des rubans d'argent très minces dont le couple est tout à fait négligeable.

*Ce sont les forces électromotrices induites dans le cadre par le champ alternatif de l'électro qui fixent sa position d'équilibre.*

Il est aisé de s'en rendre compte.

(1) A. GUILLET, *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, t. CXLVI, p. 564 (1908).

(2) HENRI ABRAHAM, *Hystérésigraphe de projection* [*Bulletin de la Société des Electriciens*, t. IX, p. 464 (1909)].

Puisque le cadre est entièrement libre, il ne peut garder une position fixe que s'il n'est soumis à aucune force, c'est-à-dire si les courants qui le traversent sont en quadrature avec le champ magnétique dans lequel il peut tourner.

Supposons que l'appareil se trouve d'abord dans la position où le cadre n'est traversé par aucun flux (c'est sa position normale d'équilibre) ; et faisons-le traverser par un courant capable de le faire dévier, c'est-à-dire qui ne soit pas en quadrature avec le champ : l'appareil commence à tourner.

Mais, dès que le cadre tourne, la force électromotrice d'induction due au champ alternatif de l'électro se fait sentir, il en résulte un courant induit qui se superpose au courant moteur, se compose avec lui et en modifie progressivement l'intensité et la phase en la faisant tendre vers la quadrature. Le cadre continue à être entraîné tant que le courant n'est pas en quadrature, et la nouvelle position d'équilibre est atteinte lorsque le courant est ramené à présenter cette différence de un quart de période avec le champ alternatif de l'électro-aimant.

Il convient de remarquer, et c'est une propriété importante des appareils galvanométriques sans couple directeur, que la déviation ainsi acquise est indépendante des variations de voltage du réseau alternatif. Si ce voltage venait, en effet, à varier, le courant dans le cadre varierait bien dans la même proportion ; mais, comme il ne cesserait pas d'être en quadrature avec le champ, la position où se trouvait primitivement le cadre ne cesserait pas d'être la position d'équilibre.

3. *Couples stabilisants et instabilisants.* — La position initiale du cadre, aussi bien que celle qu'il prend lorsqu'on y envoie un courant, sont en général des positions d'équilibre très stables. Si on l'écarte de cette position, il y revient de lui-même, ramené par un couple proportionnel à l'angle d'écart, comme il le ferait s'il était rappelé par l'action d'un ressort élastique.

C'est que, en effet, le déplacement supplémentaire que l'on vient d'imprimer au cadre provoque la production d'un supplément de courants induits, et l'action du champ magnétique sur ces courants ramène le cadre vers sa position d'équilibre, si toutefois la différence de phase entre le courant et le champ alternatif a un sens convenable.

Le moment du couple de rappel, du *ressort électromagnétique*

ainsi créé, dépend essentiellement de cette différence de phase entre le courant induit dans le cadre et la force électromotrice qui lui donne naissance. Le couple de rappel serait nul si le courant était en phase avec la force électromotrice, c'est-à-dire si le circuit était dépourvu de self-induction, ou si l'effet de cette self-induction était compensé par un effet de capacité. Le couple deviendrait négatif et l'équilibre serait instable si l'effet de capacité devenait prépondérant. Le couple de rappel est au contraire positif et l'équilibre est stable si le circuit possède de la self-induction, la self-induction la plus favorable à la stabilité étant celle qui cause un retard de un huitième de période ( $\omega L = R$ ).

Le calcul et l'expérience s'accordent pour constater que ces couples de rappel électromagnétiques peuvent être rendus assez intenses pour que le cadre mobile ait une période d'oscillation propre d'une fraction de seconde <sup>(1)</sup>. Il est alors dans de bonnes conditions pour suivre les variations usuelles de la plupart des expériences de courants alternatifs et pour enregistrer ces variations.

4. *Application à un fréquencesmètre enregistreur.*— Une combinaison à peu près quelconque des circuits reliant au réseau un appareil galvanométrique sans ressort de rappel, pourra constituer un fréquencesmètre, puisque la déviation de l'appareil dépend en général de la fréquence sans dépendre du voltage du réseau.

Les combinaisons les plus avantageuses seront celles qui, facilement réalisables, n'exigeront qu'une consommation de courant très réduite.

En employant des condensateurs, on peut arriver à une sensibilité considérable, mais les condensateurs n'ont pas toujours une constance très parfaite.

Le dispositif représenté schématiquement par la *fig. 2*, repose sur l'emploi d'une induction mutuelle.

Le réseau PP' alimente en même temps deux circuits. Le premier contient l'électro-aimant (1) de l'appareil galvanométrique qui fonc-

---

(1) Je laisserai de côté la question de l'amortissement. Avec certaines dispositions de circuits, l'amortissement peut devenir négatif. L'équilibre est alors instable; mais c'est une instabilité d'un genre particulier. Si l'on place le cadre près de sa position d'équilibre, il oscille d'abord lentement autour de cette position, et l'amplitude de ces oscillations va progressivement en croissant de plus en plus jusqu'à donner au cadre un mouvement désordonné qui force à interrompre l'expérience.



tionne ici comme une simple self-induction, et qui est en série avec une faible résistance (2). Le second circuit contient au contraire une forte résistance (3) et une petite induction mutuelle (4, 5). Le cadre du galvanomètre (6) est monté en série avec la résistance (2) et le secondaire (5) du transformateur sans fer qui constitue l'induction mutuelle (4, 5).

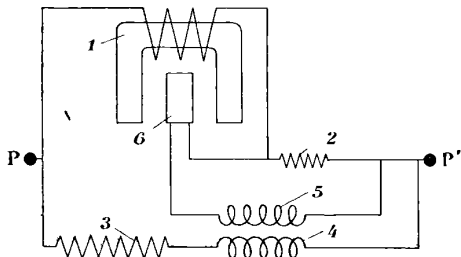


FIG. 2. — Schéma des circuits d'un fréquencesmètre.

Il est aisé de voir que l'on oppose ainsi deux forces électromotrices (2) et (3), toutes deux sensiblement en phase avec le champ magnétique alternatif, mais dont l'une croît avec la fréquence, tandis que l'autre décroît.

Si donc on a établi l'équilibre pour la fréquence normale du courant toutes les variations de fréquence du réseau se traduisent par des déplacements proportionnels du cadre galvanométrique (1).

Avec une consommation modérée (environ  $\frac{1}{2}$  ampère), l'appareil est suffisamment robuste pour être employé directement comme enregistreur. Il a été adapté à l'enregistreur à plume à ordonnées rectilignes de M. Carpentier. C'est l'appareil qui fonctionne ici ce soir.

Voici (fig. 3) la réduction à l'échelle  $\frac{1}{3}$  environ d'une feuille de journée de ce fréquencesmètre enregistreur branché sur un réseau urbain dont la fréquence moyenne est de 42 périodes par seconde.

On y relève quelques particularités curieuses. Après un certain calme nocturne, la charge progressive au réveil se traduisant par

<sup>1</sup> L'indication de l'appareil dépend en général fort peu des variations de forme de la courbe de courant. Mais il est bien clair que ses indications seraient tout à fait faussées si le courant contenait des harmoniques plus importants que le courant de fréquence fondamentale.

un abaissement progressif de la fréquence suivi d'un brusque réglage; les grandes variations accidentelles qui se répètent toute la journée; les irrégularités exceptionnelles aux moments des changements de

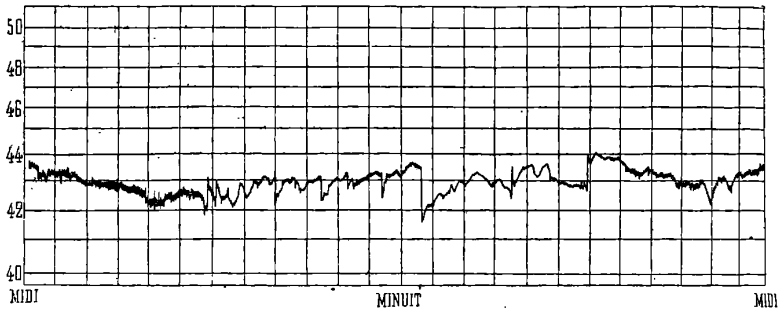


FIG. 3. — Feuille de journée du fréquencemètre enregistreur sur un réseau urbain à 42 périodes par seconde.

(Échelle environ  $\frac{1}{3}$ .) Limites des fréquences : 40 à 50 périodes par seconde.

machines génératrices, des gros allumages et des extinctions de l'éclairage, et l'épaississement du trait pendant les heures où l'alternateur est conduit par une machine dont tous les coups de piston produisent des variations périodiques de la fréquence.

*Autres appareils de la même famille.* — Si l'on actionne l'appareil galvanométrique avec un dispositif choisi de telle manière que la position d'équilibre se trouve être indépendante de la fréquence, la déviation du cadre qui déjà ne dépendait pas du voltage et qui ne dépend maintenant plus de la fréquence, ne sera donc plus fonction que des éléments inerts du circuit : résistances, capacités, coefficients d'induction.

Le même instrument devient alors un capacimètre, un inductomètre, un ohmmètre, selon l'élément du circuit que l'on considère comme variable.

C'est ainsi, par exemple, que l'on constitue un *ohmmètre*, en modifiant légèrement le dispositif de la *fig. 2*. On conserve le circuit dérivé contenant la résistance (3) et l'induction mutuelle (4, 5); mais le secondaire (5) sert à actionner un pont de Wheatstone comme le ferait une pile, le cadre galvanométrique occupant sa position habituelle dans la diagonale du pont opposée à celle qui contient la force électromotrice.

Cet *ohmmètre* est largement assez sensible pour permettre des mesures de résistances avec une précision dépassant le millième, et surtout il est assez robuste pour pouvoir enregistrer directement ses déplacements, c'est-à-dire les variations de résistance qui se produisent dans les branches du pont, en raison par exemple de leurs variations de température.

Cette disposition de circuit peut être utilisée, quand on dispose de courants alternatifs, pour enregistrer à distance des variations de température avec une bonne précision.

Je crois du reste pouvoir dire que les appareils galvanométriques à cadre mobile et à électro-aimants avec ou sans ressorts de rappel sont, à peu près en toutes circonstances, les instruments les plus sûrs et les plus sensibles pour toutes les mesures à faire en courants alternatifs.

## II. — Relais et servo-moteurs électriques.

Le problème que je me suis proposé de résoudre est le suivant :

Etant donné un appareil indicateur très sensible, et par conséquent très délicat, tel qu'un galvanomètre, un sismographe, etc., il s'agit de construire un relais, ou plutôt un servo-moteur, dont l'organe *transmetteur* soit de faible masse et *entièrement libre*, afin qu'il puisse être aisément entraîné par l'appareil donné sans en altérer le mouvement. Cet organe transmetteur doit ensuite commander électriquement à distance un organe récepteur, au besoin avec amplification du mouvement, et l'organe *récepteur* doit être assez puissant pour inscrire, par exemple, directement ses déplacements sur le papier d'un enregistreur à plume, sans que le fonctionnement ou l'arrêt du récepteur puisse troubler en rien les mouvements de l'appareil très sensible sur lequel on a adapté l'organe transmetteur.

Ce problème, d'apparence paradoxale, se met aisément en équations et se résout sans difficulté, si l'on consent à prendre comme source d'énergie auxiliaire un réseau de distribution de courants alternatifs.

Une manière simple de réaliser l'expérience est représentée schématiquement par la *fig. 4*.

Le transmetteur (1) et le récepteur (2) (*fig. 4*) sont formés chacun par un cadre galvanométrique qui peut tourner librement, sans au-

cun ressort de rappel, dans le champ magnétique alternatif d'un électro (3) ou (4). Les deux cadres sont connectés borne à borne avec interposition d'une self-induction (5). Le cadre transmetteur est shunté à la fois par une résistance (6) et une capacité (7) montées en parallèle. Cette dernière capacité, qui est seule indispensable, est

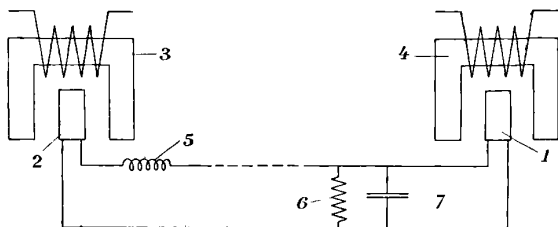


FIG. 4.

réglée de manière que le circuit bifurqué contenant le cadre transmetteur soit, pour toute force électromotrice créée dans ce cadre, équivalent à un circuit dépourvu de toute self-induction et de toute capacité. Le circuit du cadre récepteur possède au contraire de la self-induction.

On établit enfin une certaine différence de phase entre les champs magnétiques du récepteur et du transmetteur. Le champ du transmetteur est mis en retard d'une quantité juste égale au retard que présenterait un courant traversant le cadre du transmetteur par rapport à une force électromotrice qui lui donnerait naissance et qui aurait été créée dans le cadre récepteur. Les raisons d'être de ces conditions deviendraient plus claires en posant les équations du problème; mais on comprendra sans doute encore mieux leur rôle en examinant maintenant comment fonctionne l'appareil.

Les cadres transmetteur et récepteur se trouvant d'abord dans la position où ils ne sont traversés par aucun flux, faisons tourner le transmetteur d'un angle donné à partir de cette position initiale. Il s'y développe un courant induit; mais comme le circuit du cadre est par hypothèse sans self ni capacité, ce courant est en phase avec la force électromotrice qu'il produit, c'est-à-dire en quadrature avec le champ. Le cadre ne sera donc soumis à aucun couple dû à ce courant, puisque le couple qui agit en général sur le cadre mobile a pour valeur :

$$SHI \cos \varphi,$$

et que le  $\cos \varphi$  de la différence de phase entre le champ H et le courant I est ici nul.

Le cadre mobile peut donc tourner librement, sans dépense de travail, bien que dans sa position actuelle, il forme le secondaire d'un transformateur et qu'il soit ainsi capable de transmettre au récepteur une puissance qui peut être importante.

Une partie du courant induit dans le cadre du transmetteur se dérive, en effet, vers le cadre récepteur où la self-induction fait qu'il arrive en retard de phase par rapport à la force électromotrice d'induction qui l'a produit. A ce retard vient s'ajouter le retard établi à dessein entre les phases des deux électro-aimants, et il en résulte que le courant dans le cadre récepteur, ne se trouvant pas en quadrature avec le champ, ce cadre est soumis à un couple, et il commence à tourner : *le récepteur est donc bien commandé par le transmetteur.*

Mais cette rotation du récepteur l'a déplacé dans son champ magnétique ; il est alors traversé par un flux alternatif et se trouve le siège d'une force électromotrice qui modifie le courant dans ce même cadre. On verrait sans peine que la phase du courant se rapproche de la quadrature au fur et à mesure que le cadre tourne. La position d'équilibre est atteinte lorsque cette quadrature est réalisée, et l'angle dont a tourné le cadre récepteur est alors proportionnel à la rotation initiale du transmetteur.

Si l'on écartait le cadre récepteur de cette position d'équilibre, le courant cesserait d'y être en quadrature avec le champ, il serait en retard à cause de la self-induction ; et l'action du champ sur ce courant ramènerait le cadre vers sa position d'équilibre, comme pourrait le faire un ressort élastique : c'est ce que nous avons vu plus haut (p. 267).

Il reste à montrer qu'il n'y a aucun effet mécanique produit sur le cadre du transmetteur par la force électromotrice induite dans le cadre du récepteur quand celui-ci s'est déplacé, soit qu'il ait atteint sa position d'équilibre, soit que, pour une raison quelconque, il puisse encore en être quelque peu éloigné. Cela tient à ce que la différence de phase entre les champs magnétiques des deux électros a précisément été choisie de telle sorte que le courant venant du récepteur arrive dans le cadre transmetteur exactement en quadrature avec le champ. L'action mécanique sur le cadre transmetteur est donc exactement nulle, et ce cadre transmetteur est bien resté parfaitement libre sans être soumis à aucune réaction de la part du récepteur.

*Le transmetteur commande énergiquement le récepteur, mais il n'est absolument pas commandé par lui.*

Toutes ces considérations théoriques ont été confirmées par l'expérience. Les dispositifs qui viennent d'être décrits m'ont permis, par exemple, avec l'aimable collaboration de M. Carpentier, de transmettre à distance à un enregistreur à plume les indications d'un galvanomètre très sensible dont ni la période d'oscillation (10 secondes) ni la liberté de mouvements ne se sont trouvées modifiées par l'adjonction des circuits de transmission.

Des dispositifs de ce genre dans lesquels une sorte de transformateur à couplage variable sert de relais ou de servo-moteur sans réaction semblent devoir fournir, pour plusieurs autres problèmes intéressants, une solution à laquelle j'espère pouvoir apporter quelque contribution.

---

#### ÉTUDE DE L'AIMANTATION DES CORPS FERROMAGNÉTIQUES AU-DESSUS DU POINT DE CURIE <sup>(1)</sup> ;

Par PIERRE WEISS et G. FOEX.

L'hypothèse du champ moléculaire <sup>(2)</sup> a donné le moyen de déduire de la théorie cinétique du paramagnétisme la loi de variation thermique de l'aimantation à saturation. Cette loi a été soumise au contrôle de l'expérience et a été, dans quelques cas, trouvée en accord frappant avec elle. L'état actuel de cette vérification, pour laquelle de nouvelles expériences sont en voie d'exécution, a été résumé dans l'introduction d'un mémoire récent <sup>(3)</sup>.

La même théorie a donné un résultat particulièrement simple relatif aux propriétés des ferromagnétiques aux températures au-dessus de celle de la disparition du ferromagnétisme spontané, ou, comme nous dirons dorénavant, au-dessus du point de Curie. Au-dessus de ce point, le coefficient d'aimantation spécifique  $\chi$  (susceptibilité rap-

---

<sup>1)</sup> Communication faite à la Société française de Physique, par M. Foex : séance du 3 mars 1911.

<sup>(2)</sup> *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. VI, p. 661 ; 1907.

<sup>(3)</sup> Pierre WEISS et H. KAMERLINGH ONNES, *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. X, p. 535 : 1910, et *Archives des sc. phys. et nat.*, t. XXX, p. 341 et 449 ; 1910.

portée à l'unité de masse) multiplié par l'excès de la température  $T$  sur celle <sup>(1)</sup> du point de Curie  $\Theta$  est égal à une constante  $C$  qui n'est autre que la constante de Curie qu'aurait la substance si, par la suppression des actions mutuelles entre les molécules, elle était devenue paramagnétique <sup>(2)</sup> :

$$\chi (T - \Theta) = C.$$

Dans le mémoire cité ci-dessus une première vérification tirée des expériences de Curie sur le fer a été indiquée. La variation hyperbolique de la susceptibilité en fonction de la température  $T - \Theta$ , qui avait échappé à Curie, est exactement réalisée. La même remarque aurait pu être faite à propos des expériences de Curie sur le nickel et la magnétite, considérées dans des intervalles de température relativement étendus.

L'intérêt de la détermination de la constante  $C$  de l'équation (1) tient à la manière directe dont sa connaissance est liée à celle du champ moléculaire. L'équation :

$$(2) \quad H_m = NI,$$

qui est l'expression de l'hypothèse fondamentale, introduit la proportionnalité du champ moléculaire  $H_m$  à l'intensité d'aimantation  $I$  au moyen du coefficient  $N$ , lequel figure aussi dans la relation donnée par la théorie :

$$(3) \quad C \cdot N \cdot D = \Theta,$$

où  $D$  représente la densité.

*Méthode de mesure.* — La méthode de mesure employée dérive du même principe que celle dont Curie s'est servi dans son *Étude des propriétés magnétiques des corps à diverses températures* <sup>(3)</sup>. Elle consiste à déduire le coefficient d'aimantation spécifique  $\chi$  d'un corps de masse  $m$  de la force  $m\chi H \frac{\partial H}{\partial x}$  qu'exerce sur lui, suivant la direction des  $x$ , un champ magnétique non uniforme  $H$ . On dispose l'expérience de façon que cette force ait un maximum en un certain point du champ. En plaçant le corps en ce point on s'affranchit de la cause

<sup>1</sup> *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VI, p. 685 ; 1907.

<sup>2</sup> Nous désignons par  $T$  et  $\Theta$  les températures absolues, par  $t$  et  $\theta$  celles de l'échelle ordinaire.

<sup>3</sup> P. CURIE, *Ann. Chim. Phys.*, 7<sup>e</sup> s., t. V, p. 289 (1895 ; *Œuvres*, p. 232. .

d'erreur consistant dans les petites variations de la position relative du corps et de l'aimant.

Pour déduire  $\chi$  de cette force on peut, comme l'a fait Curie, mesurer  $H$  et  $\frac{\partial H}{\partial x}$  en valeur absolue. Mais il est plus commode de procéder par comparaison et d'amener au maximum d'attraction une masse connue d'un corps de coefficient d'aimantation connu et de mesurer la force que l'aimant exerce sur lui. Le rapport des deux forces donnera le rapport des moments magnétiques des deux corps et par suite le rapport des coefficients d'aimantation.

C'est à cette dernière méthode que nous nous sommes arrêtés. Elle exige deux séries d'opérations entièrement distinctes :

1° La mesure en valeur absolue du coefficient d'aimantation de corps types ;

2° Les mesures proprement dites sur les diverses substances ferromagnétiques.

#### 1. — MESURE DE COEFFICIENTS D'AIMANTATION DE CORPS TYPES.

Nous avons déterminé les coefficients d'aimantation de deux solutions de nitrate de nickel et d'une solution de nitrate de cobalt par la méthode bien connue de l'ascension du liquide dans la branche d'un tube communiquant placée dans un champ magnétique, qui a

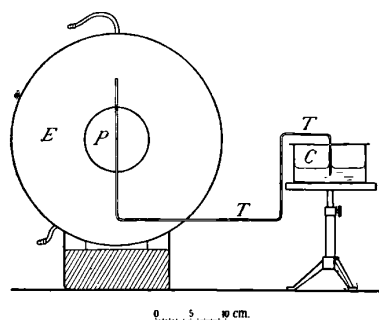


FIG. 1.

été imaginée par Quincke. Les appareils sont représentés dans la *fig. 1*. Un cristalliseur de 10 centimètres de diamètre contient la solution. Il en part un tube de 2 millimètres de diamètre intérieur qui, d'abord recourbé en siphon, se termine par une branche verti-



cale, placée dans le champ d'un électro-aimant. Ce champ, obtenu avec des pièces polaires planes de 9 centimètres de diamètre, écartées de 7 millimètres, est sensiblement uniforme dans une étendue de 3 à 4 centimètres de diamètre.

On s'arrange de façon que le niveau du liquide soit au centre du champ quand l'aimant est excité. On mesure la dénivellation qui se produit au moment de l'établissement du champ au moyen du cathétomètre, ce qui est rendu facile par la forte coloration des liquides.

Soient  $\chi$  le coefficient d'aimantation du liquide;

$H$  et  $H'$ , les champs magnétiques à la surface du liquide dans le tube et dans le cristalliseur;

$s$  et  $S$ , les sections de ceux-ci;

$\delta$ , la dénivellation, on a :

$$4 \qquad \chi (H^2 - H'^2) = 2\delta \frac{S + s}{S} g.$$

Ici  $(S + s) : S = 1,004$ , rapport très voisin de l'unité. De plus le cristalliseur est assez éloigné de l'aimant pour que  $H'^2$  soit tout à fait négligeable vis-à-vis de  $H^2$ . L'intensité  $H$  était voisine de 16.000 gauss, alors que  $H'$  ne valait que 25 gauss.

On obtient ainsi le coefficient d'aimantation apparent dans l'air. C'est aussi celui qui intervient dans l'emploi qui sera fait de ces solutions. La correction à faire pour ramener  $\chi$  au vide serait inférieure à 1/200 de sa valeur.

*Solutions.* — Le nitrate de nickel et le nitrate de cobalt ont été préférés à d'autres sels parce qu'ils joignent à une grande solubilité un coefficient d'aimantation assez élevé. De plus ils sont inaltérables à l'air et peuvent se conserver longtemps en solution. Ces sels purs (Kahlbaum) ont été dissous dans de l'eau distillée en quantités telles que les solutions, tout en étant concentrées, n'abandonnassent pas de cristaux par refroidissement de quelques degrés. Les mesures ont toujours été faites en opérant sur toute la solution à la fois (200 à 300 centimètres cubes).

*Tube à ascension.* — Le tube a été calibré sur une certaine longueur par la méthode de la goutte de mercure. On a pu trouver de cette façon une région longue de 2<sup>cm</sup>,5 où le diamètre du tube est très constant. C'est dans cette région que nous avons opéré pour éviter les erreurs provenant des variations de l'ascension capillaire.

Tous les ustensiles en verre ont été lavés à l'acide chromique, à

la potasse, puis rincés avec de l'eau et avec de la solution elle-même. A chaque expérience le tube était mouillé en aspirant la solution jusqu'au-dessus du niveau auquel elle s'arrêtait, quand l'aimant était excité.

*Champ magnétique.* — Pour se mettre à l'abri d'une influence possible de l'aimantation résiduelle de l'électro-aimant, on a pris soin de faire toutes les mesures du champ ainsi que celles de l'ascension du liquide pour deux valeurs égales et de signe contraire du courant d'excitation.

Les mesures du champ ont été faites avec la balance magnétique absolue de M. A. Cotton, dont l'élément de courant inférieur était placé au centre de la région uniforme du champ. La correction due à l'élément de courant supérieur a été faite. Les courants envoyés dans la balance ont été mesurés avec un ampèremètre Siemens et Halske, comparé avec un autre ampèremètre étalonné à l'aide d'un élément Weston d'un ohm contrôlé à l'Institut physico-technique de Charlottenburg et du potentiomètre.

*Résultats* (tous les coefficients d'aimantation sont ramenés à la température de 13° au moyen de la loi de Curie) :

*Solution n° 1 de nitrate de nickel.*

Champ pour un courant de 15 ampères, 15 907 gauss.

Courant	Hauteur lue au cathétomètre	Ascension
0	589,05	
+ 15 amp.	601,25	12,20 mm.
0	589,05	
- 15	601,25	12,20
0	589,05	
+ 15	601,25	12,20
$\chi = 9,45 \cdot 10^{-6}$		

Champ pour un courant de 20 ampères, 16 810 gauss.

Courant	Hauteur lue au cathétomètre	Ascension
0	589,05	
+ 20 amp.	602,60	13,55 mm.
0	589,05	
- 20	602,60	13,55
0	589,05	
+ 20	602,65	13,60
0	589,05	
- 20	602,65	13,60
$\chi = 9,43 \cdot 10^{-6}$		

En moyenne :

$$\chi = 9,44 \cdot 10^{-6}$$

*Solution n° 2 de nitrate de nickel.*

(autre électro-aimant)

Champ pour un courant de 15 ampères, 16 080 gauss.

Température	Ascension	Coeff. d'aimant à 18°
16°,0	7,85 mm.	} 6,05 . 10 <sup>-6</sup>
16°,0	7,85	
13°,2	7,90	} 6,01 . 10 <sup>-6</sup>
13°,2	7,95	
13°,0	7,90	
13°,0	7,95	

Champ pour un courant de 20 ampères, 16 910 gauss.

Température	Ascension	Coeff. d'aimant à 13°
12°,2	8,70 mm.	} 5,97 . 10 <sup>-6</sup>
12°,2	8,75	

En moyenne  $\chi = 6,01 \cdot 10^{-6}$  pour la solution n° 2 de nitrate de nickel.

*Solution n° 3 de nitrate de cobalt, H = 16 080.*

Température	Ascension	Coeff. d'aimant à 13°
12°,5	19,00	14,40 . 10 <sup>-6</sup>
13°,0	18,95	14,39 . 10 <sup>-6</sup>

En moyenne  $\chi = 14,40 \cdot 10^{-6}$ .

Pour avoir une vérification, nous avons comparé les diverses solutions entre elles dans l'appareil de mesure des coefficients d'aimantation qui sera décrit plus loin. L'appareil, étalonné au moyen de la première ampoule contenant la solution n° 2, a servi à déterminer, par plusieurs mesures dont on a pris la moyenne, les nombres de l'avant-dernière colonne. Ceux de la dernière sont les résultats de la méthode d'ascension.

Solution	Masse	Courant de compensation	Coeff. d'aimantation trouvé	
			par comparaison	directement
N° 2	0,1810 gr.	0,8638 amp.	—	6,01 . 10 <sup>-6</sup>
N° 2	0,522	2,500	6,03 . 10	6,01 . 10 <sup>-6</sup>
N° 1	0,6512	4,96	9,59 . 10	9,44 . 10 <sup>-6</sup>
N° 3	0,1574	1,811	14,48 . 10	14,40 . 10 <sup>-6</sup>

Les nombres de l'avant-dernière colonne concordent avec ceux de la dernière dans la mesure où l'on pouvait l'attendre pour des obser-

vations en général exactes à moins de 1 0/0 près. La divergence un peu plus grande de la troisième ligne provient sans doute d'erreurs notables dans la température.

La petitesse de l'influence de l'air est l'un des avantages de l'étalement fait avec des substances de grand coefficient d'aimantation spécifique. Cet avantage s'accroît encore pour les substances de forte densité sur lesquelles ont porté les mesures définitives. De même la correction du magnétisme du support est souvent tout à fait insensible.

*Coefficient d'aimantation d'une substance étalon.* — Nous avons saisi l'occasion offerte par notre appareil étalonné en valeur absolue pour déterminer le coefficient d'aimantation d'une substance type pouvant servir de repère dans des mesures magnétiques ultérieures. Le sulfate de cobalt nous a paru satisfaire à toutes les conditions que doit remplir une telle substance : il a une susceptibilité élevée (plus élevée que les sels de nickel), il est facile à obtenir suffisamment pur et ne s'altère pas comme les sels de fer. Nous avons fait deux séries de mesures sur ce sel à l'état solide. L'une a porté sur le sel anhydre, l'autre sur le sel cristallisé à sept molécules d'eau.

Le sulfate de cobalt anhydre a été obtenu en chauffant le sel (pur, Kahlbaum) avec de l'acide sulfurique jusqu'à ce que les vapeurs blanches caractéristiques de l'acide sulfurique aient complètement cessé de se produire. La poudre ainsi préparée a été enfermée encore toute chaude dans une ampoule de verre qui a été immédiatement scellée à la lampe et qui a servi aux mesures.

La constante de l'appareil, pour un champ produit par un courant de 1.500 ampères, a été déterminée au moyen des deux ampoules contenant la solution n° 2.

Le coefficient d'aimantation est donné par la formule (1) :

$$(5) \quad \chi = 1,226 \cdot 10^{-6} \frac{I}{m}.$$

Avec un premier échantillon de sulfate de cobalt nous avons trouvé :

$$I = 7,96 \text{ ampères pour } m = 0^{\text{g}},1673,$$

et par suite :

$$\chi = 58,3 \cdot 10^{-6} \text{ à } 20^{\circ}.$$

---

(1) Voir p. 282 du présent mémoire.

Une deuxième préparation a donné :

$$I = 5,92 \text{ ampères pour } m = 0^{\text{e}}, 1232$$

et

$$\chi = 58,9 \cdot 10^{-6} \text{ à } 20^{\circ}.$$

En moyenne :

$$\chi = 58 \cdot 10^{-6}.$$

Le sulfate de cobalt à 7 molécules d'eau (pur, Kahlbaum) a été réduit en poudre et enfermé dans une petite ampoule. Pour  $m = 1^{\text{e}}, 355$  on a trouvé :  $I = 3,432$ , d'où :

$$\chi = 31,9 \cdot 10^{-6} \text{ à } 20^{\circ}.$$

En multipliant ce nombre par le rapport :

$$\frac{\text{SO}^4\text{Co} + 7\text{H}^2\text{O}}{\text{SO}^4\text{Co}} = \frac{281}{185}$$

on trouve :

$$\chi = 58,0 \cdot 10^{-6},$$

nombre qui concorde avec la valeur trouvée directement pour le cobalt anhydre dans la limite de précision des expériences, surtout si l'on tient compte de la difficulté de se débarrasser complètement de l'eau d'interposition.

Le nombre donné par M. Meslin <sup>(1)</sup> pour le sulfate de cobalt est de 24 0/0 plus grand que celui-là (39,7 au lieu de 31,9). Il est difficile de savoir à quoi tient un pareil écart. Nous pensons cependant qu'il peut provenir de ce que M. Meslin rapporte ses mesures à l'eau dont le très faible coefficient d'aimantation ( $-0,79 \cdot 10^{-6}$ ) peut être altéré dans le sens expliquant la divergence par une très petite quantité d'impuretés magnétiques. Des différences de 15 à 17 0/0 se retrouvent, en effet, entre les résultats de Meslin et de Stephan Meyer <sup>(2)</sup>. Ce dernier, en prenant pour corps de comparaison le mercure avec  $\chi = -2,05 \cdot 10^{-6}$ , a trouvé, pour le sulfate de cuivre cristallisé,  $6,23 \cdot 10^{-6}$ , alors que Meslin donne  $7,28 \cdot 10^{-6}$ . Pour le sulfate de magnésie, l'écart est encore plus fort (Meslin,  $-0,616$  ; Meyer,  $-0,303$ ).

<sup>1)</sup> *Ann. Chim. Phys.*, 8<sup>e</sup> série, t. VII (févr. 1906).

<sup>(2)</sup> *Sitz. Akad. Wien.*, t. CVIII, II (juillet 1899).

## II. — MESURES SUR LES SUBSTANCES FERROMAGNÉTIQUES.

La *fig. 2* représente, vues d'en haut, les parties essentielles de l'appareil pour la comparaison des coefficients d'aimantation. Les

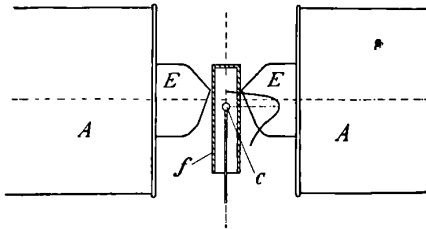


FIG. 2.

noyaux E, E de l'électro-aimant AA se terminent par des cônes qui ont été tronqués par des plans inclinés sur l'axe. On a réalisé ainsi un entrefer de même forme que celui des expériences classiques de Curie. Le champ non uniforme a pour effet d'attirer la substance *c* vers l'axe de l'aimant. Tant que la substance a une susceptibilité indépendante du champ, la position pour laquelle la force est maximum est pratiquement invariable, quel que soit le courant. Comme le montre la courbe dessinée dans la *fig. 2*, qui représente cette attraction en fonction de la distance à l'axe de l'aimant, ce maximum est assez plat pour que l'on puisse, sans erreur de quelque importance, employer des corps d'étendue assez différente.

La comparaison des attractions se fait par une méthode de zéro : on équilibre l'action du champ magnétique sur la substance par la répulsion électromagnétique de deux bobines coaxiales (*fig. 3*), dont l'une B est fixe et l'autre calée sur le fléau qui supporte la substance dans le champ. Le produit des courants circulant dans les deux bobines au moment où l'équilibre est établi, donne une mesure de la force et par suite du produit de la masse par le coefficient d'aimantation du corps. Soient I et *i* les courants dans les deux bobines, *m* la masse, le coefficient d'aimantation sera :

$$\chi = B \frac{I \cdot i}{m} = A \frac{I}{m}$$

Un étalonnage de l'appareil donnera A qui est la seule cons-

tante instrumentale à connaître, lorsque le courant dans la bobine mobile est choisi une fois pour toutes, pour une même série d'expériences.

*Aimant.* — Un électro-aimant Ruhmkorff A pouvant supporter, jusqu'à 25 ampères donne, avec l'entrefer adopté, des champs de 4 à 5.000 gauss. La plupart des expériences ont été faites avec un champ de 2.130 gauss. L'aimant est monté sur un chariot D, muni de roulettes à gorges qui reposent sur deux rails parallèles. Une manivelle actionnant une vis permet de faire mouvoir l'aimant par rapport à la substance pour rechercher le maximum d'attraction. Un cercle divisé calé sur la vis sert à repérer la position de l'aimant. Le circuit de l'aimant comprend un ampèremètre de précision et deux rhéostats de résistance très différente montés en parallèle qui permettent un réglage très exact du courant.

*Suspension de la substance dans le champ magnétique.* — Le corps est couché dans une petite coupelle hémisphérique en platine, représentée en *c* dans la *fig.* 3. Cette coupelle est portée par un tube fendu suivant deux génératrices opposées. Dans ce tube entre à frottement dur un autre tube, en silice fondue, de 30 centimètres de longueur et de 2 millimètres de diamètre. Ce tube lui-même est suspendu horizontalement dans le plan de symétrie de l'aimant et peut osciller dans ce plan.

La potence K, fixée à un pilier en maçonnerie indépendant du plancher du laboratoire, porte le tube au moyen de quatre rubans de cuivre argenté très mince (largeur, 1 millimètre; longueur, 220 millimètres), attachés en *t, t* aux extrémités de deux tiges transversales en laiton et qui convergent en forme de V, pour aller se fixer à deux anneaux de cuivre montés sur le tube.

Ce mode de suspension a de grands avantages. Il supprime entièrement les déplacements latéraux de la substance dans le champ magnétique, il est plus robuste que les appareils à torsion et, par la facilité avec laquelle il se prête à l'emploi du dispositif de compensation électro magnétique, permet de supprimer les causes d'erreur signalées par Meslin et provenant des trépidations et des changements de zéro.

Enfin, l'appareil peut être employé comme appareil à déviation à la façon d'un pendule. Il suffit pour cela de fixer un miroir sur l'une des paires de rubans de suspension. C'est avec cette disposition qu'ont été faites les expériences préliminaires.

*Dispositif de compensation.* — La compensation de l'attraction de l'aimant sur la substance est obtenue au moyen de deux bobines coaxiales B et b, dont l'une, calée sur le tube, pénètre dans l'autre qui est fixe. Le centre de chacune des bobines coïncide avec l'une des extrémités de l'autre de manière à diminuer le plus possible les changements de constante dus à un petit déplacement relatif.

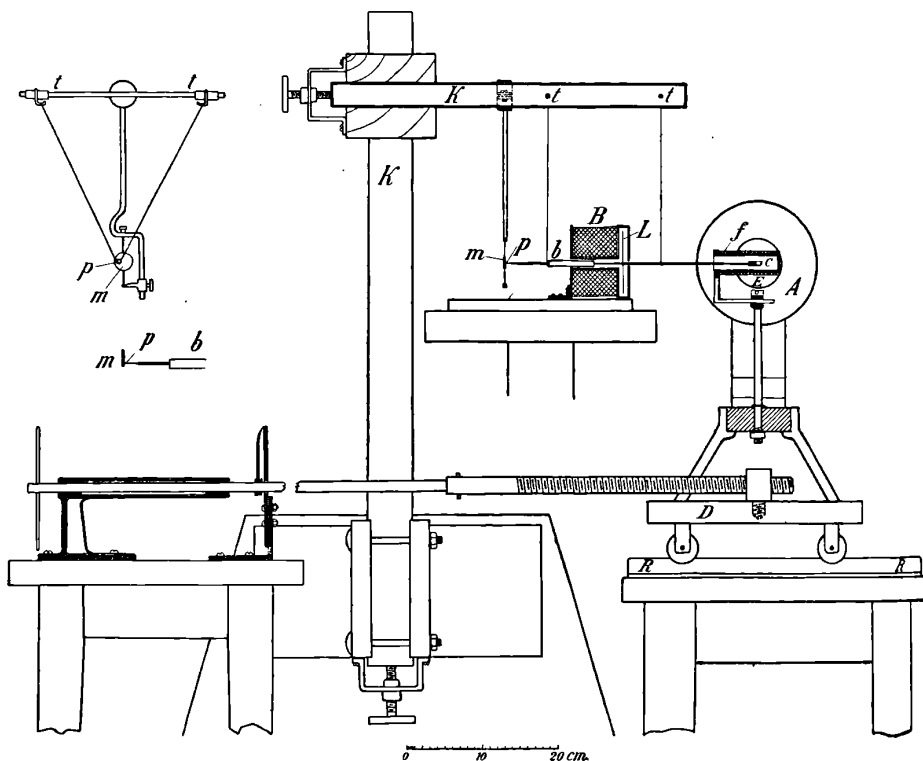


FIG. 3.

La bobine *b* a été faite en enroulant une seule couche de fil de  $0^{\text{mm}},25$  sur un tube de verre très mince de 7 millimètres de diamètre. Elle a 6 centimètres de long et porte 150 tours de fil. Le fil recouvert de soie qu'on avait employé d'abord présentait des traces de ferromagnétisme, se manifestant notamment par un certain magnétisme rémanent; il a été remplacé avec avantage par du fil émaillé. Le courant est amené à cette bobine par l'une des paires de fils de sus-



pension et ressort par l'autre. Le courant dans la bobine mobile a été de 0,01 à 0,02 ampère. La bobine fixe B est formée de 350 tours d'un gros fil pouvant supporter jusqu'à 15 ampères et occupant une longueur de 6 centimètres.

*Appareil de lectures.* — Pour repérer la position d'équilibre du tube de quartz, on l'a terminé par une pointe  $p$  qui vient buter excentriquement contre un miroir  $m$ , porté par une lame tendue en bronze phosphoreux. La méthode ordinaire de lecture des déviations du miroir amplifie donc considérablement les déplacements du tube et donne toute la sensibilité désirable. Pour éviter les frottements entre la pointe et le miroir, on a collé sur le dos de celui-ci un morceau de lamelle de couvre-objet de microscope et l'on a arrondi en la fondant la pointe effilée qui termine le tube de silice. On obtient de cette façon une constance absolue du zéro. L'appareil est complété par un amortisseur à air L.

*Obtention et mesure des températures élevées.* — La substance est chauffée au moyen d'un four électrique  $f$ , invariablement lié à l'aimant. Il est formé d'une carcasse cylindrique en nickel, fermée à une extrémité, servant à uniformiser la température. Elle a 2 centimètres de diamètre, 9 centimètres de longueur et 0<sup>cm</sup>,2 d'épaisseur, et porte deux couches de fil de nickel de 1 millimètre, isolé à l'amiante. Le tout est noyé dans du kaolin qui sert d'isolant thermique.

Ce four s'est montré suffisant au point de vue de l'uniformité de la température, ainsi qu'il résulte du tableau suivant, résumant l'étude qui en a été faite pour une température voisine de 900°.

Distances à la bouche	Microvolts du couple platine-platine rhodié
1 cm.	5 580
2	7 360
3	7 905
4	8 307
5	8 466
6	8 508
7	8 446
8	8 268
8,5	8 150

10 microvolts correspondant environ à 1°, on peut déduire de ces nombres qu'il existe un maximum allongé de température, dans le voisinage duquel les fluctuations ne dépassent pas 2° dans un intervalle de 1 centimètre.

Dans une section perpendiculaire à l'axe du four, la constance de la température est encore plus satisfaisante :

Distance à la paroi supérieure	Microvolts
0 mm.	8 564
2	8 543
4	8 539
9 (axe)	8 530
16	8 544
18 (paroi inférieure)	8 569

Le maximum de température sur l'axe du four se trouve exactement à 6<sup>cm</sup>,2 de la bouche. C'est en ce point qu'ont été placés le corps étudié et la soudure du couple thermo-électrique. A cet effet le four a été fixé sur l'aimant de manière à faire coïncider le maximum d'attraction avec le maximum de température.

Ce four n'a pas d'action sensible sur le champ magnétique : les deux couches de fil de nickel sont enroulées en sens contraire et, d'autre part, aux températures où l'on opère, le tube de nickel a perdu ses propriétés fortement magnétiques.

La mesure des températures se fait au moyen d'un couple platine-platine rhodié qui a été étalonné plusieurs fois à l'aide des points fixes de Hoborn et Day. Les forces électromotrices de ce couple sont mesurées au potentiomètre, en prenant comme élément de comparaison un weston.

*Étalonnement.* — L'appareil a été étalonné au moyen de deux ampoules différentes contenant de la solution n° 2 de nitrate de nickel dont la susceptibilité avait été déterminée avec le plus de soin.

L'électro-aimant n'est pas très éloigné de la bobine mobile. Même lorsqu'on prend la précaution de n'y faire passer que des courants de faible intensité, la force qu'elle éprouve directement de la part de l'aimant est comparable à celle qu'il exerce sur la substance. On s'en affranchit en faisant deux observations dans lesquelles le courant de la bobine mobile garde la même valeur et pour lesquelles le sens du courant est changé dans les deux bobines à la fois. Soient  $I_1$  et  $I_2$  les deux valeurs du courant dans la bobine fixe, leur somme  $I$  est introduite dans les calculs. La valeur constante du courant dans la bobine mobile a été 0,01980 ampère.

Solution n° 2 de nitrate de nickel :

$$\chi = 6,01 \cdot 10^{-6} \text{ à } 13^\circ, \text{ temp. } 20^\circ.$$

Ampoule contenant 0<sup>g</sup>,1810 de solution :

$I_1$	$I_2$	$I$
1,0420 amp.	— 0,1818 amp.	0,8610 amp.
1,0423	— 0,1761	0,8664
1,0341	— 0,1696	0,8643
1,0331	— 0,1718	0,8633
	Moyenne :	0,8638

La constante de l'appareil, c'est-à-dire le nombre par lequel il faut multiplier  $I$  pour obtenir le coefficient d'aimantation, est :

$$A = 1,229 \cdot 10^{-6}$$

Même solution, ampoule contenant 0<sup>g</sup>,522 (temp. 20°) :

$I_1$	$I_2$	$I$
1,883 amp.	0,608 amp.	2,503 amp.
1,922	0,538	2,505
1,916	0,583	2,498
	Moyenne :	2,502

$$A = 1,223 \cdot 10^{-6}$$

Moyenne :

$$A = 1,226 \cdot 10^{-6}$$

A chaque nouvelle substance, l'appareil a été réétalonné au moyen de l'ampoule de 0<sup>g</sup>,522 de solution n° 2. Les résultats ont toujours été assez voisins de celui du premier étalonnement.

Les nombres qui précèdent montrent que l'on peut faire varier dans d'assez larges limites la quantité de substance employée, grâce à la souplesse du dispositif de compensation électrodynamique, qui permet de mesurer des forces de grandeurs très différentes. Ils montrent aussi que la région d'attraction maxima est suffisamment étendue pour qu'il ne résulte aucune erreur appréciable de l'emploi de corps de volumes très divers.

Les mesures proprement dites ont été faites de la même manière que les étalonnements. Un certain nombre de renseignements complémentaires sur des variantes expérimentales seront données au fur et à mesure de la description des résultats qui fera l'objet d'un autre article.

## EAU POLYMÉRISÉE ET EAU DE CRISTALLISATION (1) :

Par M. A. ROSENSTIEHL.

Les anomalies que présentent les propriétés physiques de l'eau dans le voisinage de son point de congélation ont conduit Röntgen, en 1891, à considérer ce liquide comme étant, à la température ambiante, une dissolution de glace.

Cette dernière serait une polymère  $(\text{H}^2\text{O})^n$  de l'eau normale, représentée par  $\text{H}^2\text{O}$ .

Cette hypothèse a été étendue et précisée par Sutherland en 1900, puis développée et soutenue par Bousfield et Lowry, au Congrès de la Société de Faraday, qui a eu lieu en avril 1910, à Londres.

La détermination expérimentale de l'exposant  $n$  a été l'objet d'une discussion approfondie, et la difficulté pratique de cette détermination a été bien mise en relief.

Si le Congrès a admis la probabilité de la polymérisation de l'eau, il a mis en doute, au contraire, la possibilité actuelle de la détermination exacte de  $n$ .

M. Duclaux, dans la séance du 18 novembre 1910 de la Société de Physique, a calculé cette valeur en se basant sur les données numériques connues et en se servant de la formule de Vant t'Hoff relative aux poids moléculaires ; il a trouvé pour la glace un chiffre voisin de 54, ce qui confirmerait pour l'exposant  $n$  la valeur de 3 déjà proposée par Sutherland.

M. Daniel Berthelot, à la suite de cette communication, a maintenu (séance du 16 décembre 1910) les conclusions du Congrès de Londres.

Il admet que les propriétés anormales de l'eau dans le voisinage de  $0^\circ$  s'expliquent bien qualitativement « par une association moléculaire rapidement variable avec la température et la pression » ; mais il n'existe pas selon lui de procédé conduisant à une solution quantitative du problème.

Le but du présent travail est de mettre en regard les conclusions des physiciens et les faits chimiques connus.

L'existence de nombreux sels cristallisés, renfermant souvent plus de la moitié de leur poids d'eau combinée, est un fait fort remarquable.

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 17 février 1911.

L'eau s'y trouve évidemment à l'état solide.

Elle y est unie à un sel anhydre, et dans cette union spéciale les deux corps ont gardé chacun ses propriétés chimiques. Mais l'eau a été modifiée dans ses propriétés physiques, elle est devenue apte à conserver l'état solide à une température bien supérieure à celle de la fusion de la glace.

Cet état se comprend mieux si l'eau, au moment de sa fixation, a possédé déjà le degré de condensation qui correspond à la forme solide, c'est-à-dire si, dans les cristaux, elle se trouve avec le poids moléculaire correspondant à  $(\text{H}^2\text{O})^3$ .

Un relevé statistique fait d'après une liste bien connue de combinaisons chimiques (*Chemiker Kalender* de Biedermann, 1909, p. 16-58), donnant, outre les formules chimiques, l'eau de cristallisation, les points de fusion, les températures de déshydratation, etc., montre que, sur 177 sels cristallisés bien définis, consignés dans ces tables, il y en a 100 qui renferment le groupe  $(\text{H}^2\text{O})^3$ , 52 qui renferment les groupes  $(\text{H}^2\text{O})^2$  et 16 qui ne contiennent qu'une seule molécule d'eau.

Cette énumération fait ressortir la prédominance remarquable du groupement  $(\text{H}^2\text{O})^3$ .

Sa signification ressort encore mieux si l'on classe les sels dans l'ordre du nombre de molécules d'eau qu'ils contiennent.

Le petit tableau suivant donne le résultat de cette opération.

Ces chiffres n'ont rien d'absolu, ils comportent une certaine élasticité.

Mais les incertitudes ne portent que sur des nombres si peu importants que les résultats généraux n'en sont pas influencés.

Nombre de molécules d'eau .....	1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 15, 18, 21, 24
Nombre de combinaisons correspondantes.	16, 25, 40, 25, 8, 41, 40, 10, 6, 6, 4, 8, 4, 3, 0, 8

La première remarque qui frappe, c'est que la quantité de molécules d'eau existant dans les sels cristallisés croît d'abord comme la suite des nombres de 1 à 12, puis brusquement la progression ne se fait plus que par 3 molécules d'eau depuis 12 jusqu'à 24 qui est le maximum constaté jusqu'à ce jour. On ne connaît pas de sel renfermant 21 molécules d'eau.

Bien plus, toute la série des sels (il y en a 77), renfermant 3 ou des multiples de 3 molécules d'eau perdent leur eau de cristallisation par groupes de 3 molécules ou des multiples de 3, soit  $n (\text{H}^2\text{O})^3$ .

Quelquefois ce sel se déshydrate d'un coup; d'autres fois, sur 24 molécules d'eau, il s'en dégage 18 à une température inférieure à 100°, et il en reste 6 qui ne peuvent être expulsées qu'à une température bien supérieure (ex. : les aluns).

La température de déshydratation est plus élevée pour les sels à 1 molécule d'eau que pour les sels à 3 molécules, ainsi que le fait ressortir le petit tableau suivant :

Chlorure de thallium $\text{TlCl}^3 + \text{H}_2\text{O}$ est anhydre à.....	100°
Sulfate double de chaux et de soude $\text{CaSO}_4, \text{Na}_2\text{SO}_4 + 2\text{H}_2\text{O}$ .	80°
Nitrate de beryllium $\text{Be}(\text{AzO}_3)^2 + 3\text{H}_2\text{O}$ .....	60°

La comparaison a été faite pour les températures les plus basses qui aient été observées, parce que ce sont les seules qui soient connues avec précision. Pour les sels qui se déshydratent aux températures les plus élevées, les comparaisons sont impossibles, parce que les indications sont trop vagues; elles se bornent, le plus souvent, à la mention que la déshydratation a lieu au rouge.

A partir de 4 molécules d'eau jusqu'à 10, on constate que les sels ne se déshydratent plus d'un seul coup, mais perdent l'eau de cristallisations par fractions définies. C'est ainsi que les sels à 4, 7, 10 molécules d'eau se comportent comme s'ils contenaient 1 + 3; 1 + 6; 1 + 9 molécules d'eau.

Il y a des sels à 8 molécules qui paraissent formés de 2 + 6.

Un même sel forme alors plusieurs hydrates qui sont caractérisés par le nombre de molécules d'eau, par la forme cristalline propre à chacun d'eux et par la température à laquelle s'opèrent les déshydratations correspondantes. Un très remarquable sel sous ce rapport est le sulfate manganéux  $\text{MnSO}_4$ .

Lorsqu'il se dépose de sa solution à basse température de 0° à + 6°, il cristallise avec  $7\text{H}_2\text{O}$ , et alors il est isomorphe avec le sulfate ferreux. Entre 7 et 20°, il se dépose avec  $5\text{H}_2\text{O}$  en cristaux isomorphes avec le sulfate de cuivre ( $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ ). Entre 20 et 30°, il se dépose en prismes orthorhombiques à six pans, renfermant  $4\text{H}_2\text{O}$ .

Ce sel est quelquefois accompagné de croûtes cristallines opaques qui sont du sulfate à  $3\text{H}_2\text{O}$ , le même qui se dépose d'une solution chaude.

On obtient un sulfate avec une seule molécule d'eau par la dessiccation vers 200°, ou par l'ébullition de sa dissolution aqueuse concentrée. Il est en outre connu à l'état anhydre.

En dehors de ce sel deux séries isomorphes ont été spécialement étudiées<sup>(1)</sup> sous ce rapport, ce sont les séries du sulfate de cuivre à 5 molécules d'eau et celles du sulfate de magnésie renfermant 7 molécules d'eau. Les premiers peuvent fixer, les seconds peuvent perdre une molécule d'eau et former des sels à 6 molécules. Ces transformations s'opèrent dans le sein du liquide mère dans des conditions de température étroites où l'isomorphisme intervient comme circonstance déterminante. On ne rencontre dans la littérature que peu de cas aussi bien étudiés.

Mais, malgré le nombre restreint de renseignements, on constate que ce sont les sels à 4, 5, 7, 8, 10 molécules d'eau qui renferment à la fois l'eau sous deux espèces, et c'est leur étude qui permet de voir l'ordre qui règne dans l'ensemble du plan d'après lequel les sels hydratés, cristallisés sont constitués.

Pour le sulfate de cuivre qui forme cinq hydrates, on peut établir le tableau suivant, qui représente pour chaque hydrate la succession des déshydratations successives qu'il peut subir.

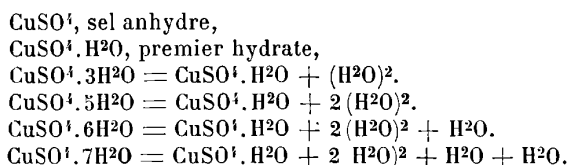
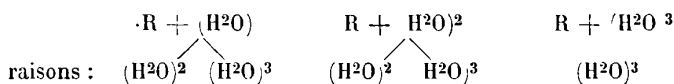


Tableau qui montre que le sulfate de cuivre cristallisé renferme de l'eau sous deux espèces : l'eau normale  $\text{H}_2\text{O}$ , plus de l'eau ne se dégageant que par groupes de deux, soit  $(\text{H}_2\text{O})^2$ .

On trouve là l'exemple d'un sel contenant 3 molécules d'eau se dégageant en deux fois.

*Les progressions.* — Les sels à 1, 2 ou 3 molécules d'eau forment les premiers termes de cinq progressions parallèles dont les raisons sont respectivement  $(\text{H}_2\text{O})^2$  et  $(\text{H}_2\text{O})^3$ . L'ensemble se présente alors comme suit (R représente le sel anhydre qui peut être différent pour chaque hydrate) :

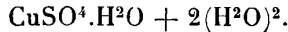


<sup>1)</sup> LECOQ DE BOISBAUDRAN. *Comptes Rendus*, 1867, 1<sup>er</sup> sem., p. 1249, et 2<sup>e</sup> sem., p. 111.

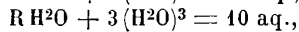
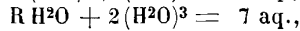
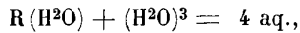
Tous les sels cristallisés, hydratés, dont les conditions de déshydratation sont connues, se classent dans l'une de ces cinq progressions.

A la *première* progression appartient le sulfate de cuivre  $\text{CuSO}^4 + 5\text{aq.}$ , qui est le type d'une série d'isomorphes.

D'après son mode de déshydratation, il est formé par :

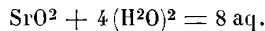


Dans la *deuxième*, qui comprend trois termes :

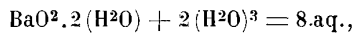


se trouvent les isomorphes du sulfate de magnésie  $\text{MgSO}^4 + 7\text{aq.}$ , formant le deuxième terme, et le carbonate de soude  $\text{Na}^2\text{CO}^3 + 10 \text{ aq.}$  appartenant à une série constituant le troisième et dernier terme.

La *troisième* progression renferme les sels du type  $\text{R} + n(\text{H}^2\text{O})^2$ , dont peu de termes sont connus. On ne peut citer que le bioxyde de strontium, mais avec certaines réserves. Il est



Il n'est pas prouvé que ce sel, qui se déshydrate totalement à 60° C., ne renferme vraiment que de l'eau d'une seule espèce, car un sel de la même famille chimique, le bioxyde de baryum cristallisé, est :



il appartient à la *quatrième* progression.

Enfin la *cinquième* est la plus nombreuse et la plus homogène de toutes ; les sels qui la constituent ne renferment qu'une seule espèce d'eau, car son premier terme est  $\text{R} + (\text{H}^2\text{O})^3$ , et la raison de la progression est aussi  $(\text{H}^2\text{O})^3$ .

*Conclusion.* — Dès que l'on admet que l'eau liquide qui sert de dissolvant est un mélange de  $\text{H}^2\text{O}$ ,  $(\text{H}^2\text{O})^2$  et  $(\text{H}^2\text{O})^3$ , le sel anhydre que l'on y fait dissoudre se trouve en présence de ces trois espèces. S'il est de nature à se combiner à l'eau pour former un hydrate cristallisé, on doit s'attendre à trouver dans le cristal l'une ou l'autre de ces formes, et même plusieurs à la fois.

En réalité, dans l'étude qui précède, on n'a trouvé à la fois que



deux espèces dans le même cristal. Soit les formes 1 + 2, 1 + 3 et 2 + 3.

La forme  $(\text{H}^2\text{O})^3$  étant la plus abondante à la température ambiante, il est logique que ce soit elle que l'on rencontre le plus souvent dans les cristaux, puisque la cristallisation a lieu dans la période du refroidissement de la dissolution.

Il est logique que l'hydrate qui se forme soit aussi le plus stable qui puisse exister à la température où l'on opère.

L'étude des faits chimiques montre que le groupement  $(\text{H}^2\text{O})^2$  est relativement moins fréquent que le précédent, soit qu'on le trouve seul dans les cristaux ou associé aux deux extrêmes  $\text{H}^2\text{O}$  et  $(\text{H}^2\text{O})^3$ .

Enfin l'eau normale  $\text{H}^2\text{O}$  se trouve former les hydrates stables aux températures les plus élevées ; elle forme aussi des hydrates instables à la température ambiante.

Elle peut entrer dans une molécule cristallisée ou en sortir, alors que cette molécule renferme déjà de l'eau d'hydratation. Et elle y entre, non pas sous une forme polymérisée, mais sous sa forme normale.

Ce cas se réalise si les conditions extérieures permettent simultanément le changement de forme qui accompagne toujours le changement d'hydratation. C'est dans le sein du liquide mère, et surtout en présence d'un germe cristallin, que cette métamorphose s'accomplit.

L'isomorphisme intervient ici comme circonstance déterminante.

Les isomorphes possédant même volume moléculaire peuvent se remplacer dans le même cristal.

Rencontrant dans le dissolvant l'eau sous trois formes, le sel anhydre trouve dans ce milieu celle de ces formes qui lui convient le mieux pour parachever l'édifice qui constituera sa molécule cristallisée.

L'existence de huit groupes de  $(\text{H}^2\text{O})^3$  dans la molécule des aluns, qui tous cristallisent dans le système cubique, c'est-à-dire sous une forme solide présentant huit sommets équivalents entre eux, n'est sans doute pas une simple coïncidence.

Mais une autre conséquence de la pluralité des formes de condensations sans lesquelles l'eau se présente, domine par son intérêt celui à peine entrevu, concernant la forme cristalline des hydrates.

C'est le fait de l'existence simultanée possible de l'eau sous deux espèces dans un même cristal.

La stabilité relative que la combinaison avec un sel anhydre confère aux deux associations moléculaires  $(\text{H}^2\text{O})^2$  et  $(\text{H}^2\text{O})^3$  qui se rencontrent dans les cristaux invite à se servir de ces derniers pour étudier les propriétés physiques de l'eau polymérisée.

Mais, dans ce cas, il ne faut pas perdre de vue ce fait, que le même cristal peut renfermer les deux espèces en même temps.

L'étude qui précède montre que l'on peut se garantir contre cette complication en tenant compte des conditions de déshydratation des sels.

---

### RÉPARTITION DES RAIES SPECTRALES DANS DES SPECTRES D'ÉMISSION : THÉORIE DE RITZ ;

Par M. H. WIGNERON.

SPECTRES DE BANDES ET SPECTRES DE LIGNES. — La constitution des spectres discontinus obtenus sous l'influence d'excitations énergiques (bombardement de l'atome par des rayons cathodiques, action de l'étincelle électrique, etc.) est encore trop mal connue pour qu'il soit possible de les classer d'après des principes rationnels. On les range en deux groupes suivant leurs apparences : *spectres de lignes* et *spectres de bandes*.

La distinction en spectres de lignes et spectres de bandes correspond à des propriétés réellement différentes, en particulier bandes et lignes ne réagissent pas de même dans le phénomène de Zeeman, ou sous l'action de la pression.

D'autre part, un même gaz peut présenter les deux spectres : par exemple, dans un tube de Geissler, on aura pour l'azote un spectre de lignes ou de bandes, suivant que le circuit d'excitation aura ou n'aura pas de capacité.

Comme dans les corps composés on n'observe que des spectres de bandes, on a supposé que les raies sont relatives au spectre de l'atome et les bandes au spectre de la molécule. Cela est peu probable, le mercure par exemple présentant les deux spectres. *Starke* a montré que les spectres de lignes sont dus probablement aux vibrations d'atomes ayant perdu une charge négative et vibrant autour des centres positifs, tandis que les spectres de bandes sont dus à des vibrations à l'intérieur d'atomes encore neutres.

Par exemple dans l'arc au mercure, près de la cathode où les centres positifs sont plus nombreux, on a un spectre de lignes prédominant, tandis que, loin de la cathode, on a un spectre de bandes. La luminosité à la cathode peut être déviée par une plaque chargée, à la façon d'un corps positif.

Si la théorie cinétique est exacte, les centres qui émettent les vibrations sont en mouvement et le principe de Doppler indique qu'on doit observer des raies un peu étalées par suite des changements de fréquence des radiations.

CLASSIFICATION DES SPECTRES DE LIGNES. — Les spectres de ligne n'ont pas tous la même structure. Il y en a dont les raies forment des doublets et des triplets qui peuvent être ordonnés en séries convergent vers une limite finie et d'autres où l'on ne peut rien distinguer de pareil, mais dans lesquelles les raies peuvent être rangées dans un tableau de lignes et de colonnes parallèles à différence de fréquence constantes. Nous ne nous occuperons ici que des spectres de la première catégorie.

SPECTRES DE SÉRIES CONVERGENTES. — Ils sont formés de séries de différentes espèces consistant en un nombre infini de raies convergent vers une limite finie. La distance des raies et leur intensité diminuent quand le numéro d'ordre augmente. Les séries de la même espèce forment des groupes.

On distingue en général un groupe principal, un groupe secondaire nébuleux, un groupe secondaire étroit.

Le *groupe principal* est composé de deux ou trois séries convergent vers une limite commune. La différence des fréquences des raies correspondantes des différentes séries d'un même spectre diminue quand le numéro d'ordre des termes augmente. Dans chaque doublet ou triplet, la raie la plus réfrangible est la plus forte.

Les séries principales ne sont connues avec certitude que pour les métaux alcalins, l'hydrogène et le groupe de l'oxygène. Les séries principales du lithium et de l'hélium n'ont pu être séparées.

Le *groupe étroit* consiste en deux ou trois séries simples dont les termes correspondant forment des doublets ou triplets caractérisés par des différences constantes entre les fréquences des raies. Les séries possèdent des limites séparées dont les différences sont exprimées par les mêmes nombres constants que les différences des termes spéciaux.

La série la moins réfrangible est la plus forte. Si l'on a affaire à

des triplets, si  $\nu_1$  et  $\nu_2$  sont les différences des fréquences, on a, en général,

$$\nu_1 = 2\nu_2.$$

Le groupe *nébuleux* est formé de séries doubles ou triples de la même manière que le groupe étroit; mais les deux premiers termes des triplets et le premier terme des doublets sont eux-mêmes des raies composées.

La complication croît avec la masse atomique et la valeur des éléments.

Les composantes de même ordre ont des différences  $\nu_1$  et  $\nu_2$  qui coïncident avec les différences correspondantes des séries étroites.

Les séries étroites et les séries nébuleuses de même ordre convergent vers la même limite.

Toutes les séries connues possèdent approximativement la même forme.

Si  $n$  est le nombre de longueurs d'ondes dans 1 centimètre,  $m$  le numéro d'ordre d'un terme dans une série et

$$n = F(m)$$

l'équation de la série, l'équation de toute autre série peut être exprimée approximativement par :

$$n - a = F(m - \mu),$$

c'est-à-dire qu'une série peut être amenée à coïncider approximativement avec toute autre série en la déplaçant parallèlement aux axes.

Cette loi n'est pas exacte, mais peut être considérée comme une loi idéale dont s'écartent légèrement les résultats observés.

Cette loi est assez analogue à la loi des états correspondants.

En première approximation, une série quelconque peut être représentée par une équation de la forme :

$$\pm n = n_\infty - \frac{N_0}{(m - \mu)^2}$$

où  $n_\infty$  est la limite de  $n$  quand  $m$  tend vers l'infini, et  $N_0$ , une constante ayant la même valeur dans toutes les séries et sur laquelle nous reviendrons.

FORMULE DE BALMER. — La première formule fut établie par Balmer (1885), pour l'hydrogène, dont quatre raies seulement avaient été mesurées par Angström.

Le plus petit commun multiple des quatre nombres était 36456, et ils étaient obtenus en multipliant ce nombre par :

$$\frac{9}{5}, \quad \frac{4}{3}, \quad \frac{25}{21}, \quad \frac{9}{8}.$$

Si on écrit :

$$\frac{9}{5}, \quad \frac{4 \times 4}{3 \times 4}, \quad \frac{25}{21}, \quad \frac{9 \times 4}{8 \times 4},$$

on voit apparaître les facteurs :

$$3^2, \quad 4^2, \quad 5^2, \quad 6^2.$$

Balmer écrivit alors, pour le coefficient du plus petit commun multiple,  $h$  :

$$\frac{m^2}{m^2 - n^2},$$

où  $m$  et  $n$  sont des nombres entiers,

$$\begin{aligned} n = 1 \text{ donne pour } m = 2, 3, 4, 5 : & \quad \frac{4}{3}, \quad \frac{9}{8}, \quad \frac{16}{15}, \quad \frac{25}{24}; \\ n = 2 \text{ donne pour } m = 3, 4, 5, 6 : & \quad \frac{9}{5}, \quad \frac{16}{12}, \quad \frac{25}{21}, \quad \frac{36}{32}. \end{aligned}$$

La formule définitive de Balmer est :

$$\frac{1}{\lambda} = N \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Elle s'applique à 29 raies, avec une erreur  $< \frac{1}{100.000}$  et est une des lois les plus précises de la physique.

*Pickering* a découvert dans une étoile ( $\xi$  Puppis), une autre série principale que nous ne savons pas réaliser et correspondant à la formule :

$$\frac{1}{\lambda} = N_0 \left[ \frac{1}{2^2} - \frac{1}{\left(m + \frac{1}{2}\right)^2} \right].$$

FORMULES GÉNÉRALES. — On peut écrire avec Rydberg, en première approximation :

$$\frac{n}{N_0} = \frac{1}{(n + a)^2} - \frac{1}{(m + a)^2}$$

et plus exactement, comme l'a montré Ritz :

$$\frac{n}{N_0} = \frac{1}{\left(n + a + \frac{b}{n^2}\right)^2} - \frac{1}{\left(m + a' + \frac{b'}{m^2}\right)^2}$$

$N_0$  étant la même constante pour tous les corps et  $a, b, a', b'$ , variant d'un corps à l'autre.

La formule précédente, pour certaines valeurs de  $a, b, a', b'$ , et  $m = 1, \frac{1}{2}, n = 2, 3, \dots$ , donne la série principale ;

Pour  $m = 2, \frac{1}{2}, 3, \frac{1}{2}, \dots, n = 2$ , elle donne la deuxième série secondaire ;

Pour  $m = 3, 4, 5, \dots, n = 3$ , elle donne des raies observées.

Pour des valeurs  $a', b'$ , de  $a'$  et  $b'$ , on a :

Pour  $m = 3, 4, 5, \dots, n = 2$ , la première série secondaire.

Elle a même limite que la deuxième quand  $m$  augmente indéfiniment. Mais, résultat qui précise nettement la signification des formules précédentes, si, au lieu de combiner un terme en  $a, b$ , avec un terme en  $a', b'$  on forme une combinaison avec  $a'' b''$ , on a l'expression :

$$\frac{n}{N_0} = \frac{1}{\left(n + a' + \frac{b'}{n^2}\right)^2} - \frac{1}{\left(m + a'' + \frac{b''}{m^2}\right)^2}$$

on obtient encore des lignes observées, au moins dans certains spectres. Enfin, pour le lithium et le sodium, on peut former la combinaison :

$$\frac{n}{N_0} = \frac{1}{\left(m + a + \frac{b}{m^2}\right)^2} - \frac{1}{\left(n + a + \frac{b}{n^2}\right)^2}$$

qui correspond à des raies observées.

RELATION ENTRE LES DIVERSES SÉRIES. — Ces formules présentent entre elles des relations que nous allons passer rapidement en revue en prenant un cas particulier.

Dans le spectre du Na, on a trouvé trois groupes de raies, comprenant chacune deux séries de raies simples, l'une contenant les lignes les moins réfrangibles, l'autre les plus réfrangibles des doublets.

Les fréquences de ces séries mesurées par le nombre  $n$  de lon-

guez d'onde par centimètre sont données par :

$$\begin{array}{l}
 \text{Série principale.} \\
 \text{Série nébuleuse.} \\
 \text{Série étroite. . . .}
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{l}
 \text{I. } \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \sigma)^2} - \frac{1}{(m + \mu_1)^2} \\
 \text{II. } \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \sigma)^2} - \frac{1}{(m + \mu_2)^2} \\
 \text{I. } \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_1)^2} - \frac{1}{(m + \delta)^2} \\
 \text{II. } \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_2)^2} - \frac{1}{(m + \delta)^2} \\
 \text{I. } \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_1)^2} - \frac{1}{(m + \sigma)^2} \\
 \text{II. } \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_2)^2} - \frac{1}{(m + \sigma)^2}
 \end{array} \right\} \text{ avec } \left\{ \begin{array}{l}
 N_0 = 409.675 \\
 \mu_1 = 1,1171 \\
 \mu_2 = 1,1163 \\
 \delta = 0,9884 \\
 \sigma = 0,6498
 \end{array} \right.$$

et on trouve la valeur des fréquences en remplaçant  $m$  par les nombres entiers. Si on trouve une valeur négative  $-n'$ , pour  $n$ , c'est qu'il y a une ligne de fréquence  $n'$ .

Les formules précédentes conduisent aux remarques suivantes, qui sont très importantes :

1° Si  $m$  croît,  $n$  croît; pour  $m$  infini,  $n$  tend vers une limite donnée pour les différentes séries par  $\frac{N_0}{(1 + \mu_1)}$ , etc...

Les lignes d'une même série ne sont pas équidistantes; vers l'ultra-violet elles se resserrent, la série ne pouvant, pourrait-on dire, dépasser la position limite donnée par  $\frac{N_\infty}{(1 + \mu_1)^2}$ .

Si les formules précédentes sont exactes, le nombre des raies doit être infiniment grand. Le nombre des raies observées varie d'une série à l'autre.

2° Les fréquences des deux lignes d'un doublet de la première série secondaire correspondant à la même valeur de  $m$  diffèrent d'une quantité indépendante de  $m$  :

$$\frac{N_0}{(1 + \mu_2)^2} - \frac{N_0}{(1 + \mu_1)^2}$$

On trouve la même différence si on calcule les fréquences des lignes d'un doublet de la deuxième série secondaire.

Donc, si la distance entre deux raies est mesurée par la différence de leurs fréquences, l'intervalle entre les deux composantes est le même pour tous les doublets de ces deux séries.

Pour la première série principale, il en est autrement. La différence des composantes est :

$$\frac{N_0}{(m + \mu_2)^2} - \frac{N_0}{(m + \mu_1)^2},$$

qui tend vers 0 quand  $m$  tend vers l'infini.

La limite de convergence des deux composantes de la première série est  $\frac{N_0}{(1 + \sigma)^2}$ .

3° Ce n'est pas la seule relation entre les diverses séries. La limite des deux séries secondaires est  $\frac{N_0}{(1 + \mu_1)^2}$  et  $\frac{N_0}{(1 + \mu_2)^2}$ . Si, dans les deux formules de la série principale on fait  $m = 1$ , on a la même valeur qu'en faisant  $m = 1$  dans la deuxième série secondaire. On peut donc considérer le doublet correspondant comme le premier de la série principale de la deuxième série secondaire.

On doit remarquer aussi que les deux séries I de la série principale et de la deuxième série secondaire se correspondent et sont caractérisées par  $\mu_1$  et  $\sigma$ , de même les séries II de la série principale et de la deuxième série secondaire se correspondent et sont caractérisées par  $\mu_2$  et  $\sigma$ . Les lignes les plus réfrangibles des doublets principaux correspondent aux moins réfrangibles des doublets de la deuxième série secondaire et inversement. Si  $\mu_1$  est plus grand que  $\mu_2$ , par exemple, le premier terme constant donnera la fréquence la plus grande dans la série principale et la plus petite fréquence dans la deuxième série secondaire.

4° CAS DU MERCURE. — On a eu des résultats analogues pour les autres métaux (magnésium, strontium, zinc, calcium, cadmium, mercure). Dans le spectre du mercure, on a des triplets et il faut ajouter aux formules précédentes :

$$\text{Série principale III : } \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \sigma)^2} - \frac{1}{(m + \mu_3)^2};$$

$$\text{Première série secondaire III : } \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_3)^2} - \frac{1}{(m + \delta)^2};$$

$$\text{Deuxième série secondaire III : } \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_3)^2} - \frac{1}{(m + \sigma)^2}.$$

Mais la représentation n'est pas complète. Dans le mercure, par exemple, il y a des lignes additionnelles dites *satellites*, qui offrent aussi une grande régularité. On les trouve dans la première série secondaire (I, II, III), mais pas dans la seconde.



Dans chaque triplet de la première série, il y a trois satellites accompagnant la première ligne du triplet, deux pour la deuxième, un pour la troisième, de sorte que chaque triplet est en réalité un groupe de neuf raies.

Des séries principales des triplets n'ont pas encore été observées.

MÉTAUX AUTRES QUE LE MERCURE ET LES MÉTAUX ALCALINS. — Pour les métaux comme l'or, le fer, le cuivre, on n'a pas de résultats aussi bons. On n'a pu découvrir que des séries isolées. Mais on a quelques renseignements généraux.

Il est certain que les lignes d'une série sont en relation les unes avec les autres, probablement elles proviennent d'une cause commune, et les différentes séries sont produites par des mouvements entre lesquels il y a une grande ressemblance.

La similitude de structure du spectre des corps analogues est frappante. Quand les lignes forment des doublets, le corps est monovalent. Quand les lignes forment des triplets, le corps est bivalent. Le fait le plus remarquable est que Rydberg est arrivé à représenter toutes les séries, même celles d'éléments différents, par des formules contenant toutes le même nombre  $N_0$ . L'existence d'une constante dans les formules des divers éléments doit être due à une similitude existant dans les propriétés des particules ultimes constituant ces éléments ; mais il est impossible à l'heure actuelle de se faire une idée nette de cette analogie ni de la signification de la durée du temps correspondant au terme  $\frac{1}{N_0}$ .

(A suivre.)

---

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CLII, n<sup>os</sup> 8, 9, 10 et 11 ; février et mars 1911.

NUGUES. — Perfectionnement du sphéromètre. — P. 421.

Au lieu de terminer les pointes du sphéromètre par de fines pointes mousses de forme vague, on les termine par des surfaces sphériques de rayon notable et connu. — Théorie de l'appareil.

CARL STÖRMER. — Sur la structure de la couronne solaire. — P. 425.

Dessins d'une série de trajectoires de corpuscules électrisés émanés normalement de la surface du Soleil, celui-ci étant assimilé à un aimant élémentaire placé en son centre avec son axe le long de l'axe de rotation.

D'après l'identité entre les trajectoires théoriques et observées, la méthode permettra de trouver le moment magnétique du Soleil, si on peut, sur l'aurore boréale, déterminer le produit  $\frac{m}{e} v$  des corpuscules.

E. SARRAZIN et TH. TOMMASINA. — Action de faibles élévations de température sur la radioactivité induite. — P. 435.

Expériences montrant que même les plus faibles variations de température agissent sur les métaux radioactivés en accélérant leur désactivation par un accroissement immédiat et temporaire de leur débit radioactif.

F. LEPRINCE-RINGUET. — Loi de la transmission de la chaleur entre un fluide en mouvement et une surface métallique. — P. 436 et 588.

Historique.

Pour l'air, le coefficient de transmission est :

$$\alpha = 51,5l^{-p} [0,0595 (1 + 0,00215\tau) \omega \pi]^n$$

$\tau$  désigne la température moyenne du fluide,  $\omega$  sa vitesse,  $\pi$  son poids spécifique;  $p$  est voisin de 0,13,  $n$  dépend du diamètre du tube de longueur  $l$  où se trouve le gaz et tend vers  $\frac{1}{2}$  pour les grands diamètres.

Cette formule avec des coefficients différents convient aux tubes de chaudières.

JULES AMAR. — La dépense énergétique dans la marche. — P. 473.

La dépense énergétique de la marche est fonction des facteurs vitesse, rythme, oscillations du corps, déplacement du centre de

gravité. Elle n'obéit pas à des lois simples. Le port d'un fardeau l'augmente très sensiblement. La vitesse horaire de 4<sup>km</sup>,5 sans fardeau est la plus économique.

A. CHAUVEAU. — Phénomènes d'inhibition visuelle qui peuvent accompagner la réassociation des deux images rétinienne dissociées par les prismes du stéréoscope. Conditions et déterminisme de ces phénomènes. — P. 481 et 659.

Historique. Expériences montrant que, si on regarde en même temps d'un œil un carré à une seule diagonale et de l'autre œil le même carré à deux diagonales, le carré apparaît avec ses diagonales ou non suivant que l'œil regardant le carré à deux diagonales est l'œil dominateur ou non.

Ce phénomène d'éclipse exige : 1° l'asymétrie des deux images rétinienne dont la fusion crée l'image unique du stéréoscope ; 2° une grande différence d'acuité visuelle entre les deux yeux et le placement de la figure où résident les détails créateurs de l'asymétrie en face de l'œil dominé.

Mêmes résultats avec des polyèdres.

JEAN BECQUEREL. — Sur la durée de la phosphorescence des sels d'uranyle.  
P. 511.

Les acétates, tartrates, oxalates, d'uranyle ont, à basse température, une phosphorescence notablement plus longue qu'à la température ordinaire. Le chlorure d'uranyle et l'autunite sont aussi un peu plus persistants à la température de l'azote liquide qu'à la température ordinaire.

Mais les sulfates (simples ou doubles) et le nitrate d'uranyle ne manifestent aucun changement dans la durée de l'émission.

H. ABRAHAM. — Sur les relais et servo-moteurs électriques. — P. 512 (1).

FERRIÉ. — Sur la mesure des longueurs d'ondes hertziennes. — P. 515.

Rappel des types d'ondemètres construits par l'auteur (2). Pour les graduer, on utilise deux cadres symétriques l'un par rapport à l'autre et disposés de façon qu'un plan contienne un côté de chacun d'eux.

1) *J. de Phys.* Ce volume p. 271.

2) *C. R.*, mai 1903 et janvier 1910.

L'un est très grand, à fil de cuivre très peu résistant; l'autre est très petit et a très grande résistance. Dans chacun des cadres, et sur les côtés situés dans le plan, on intercale un ampèremètre thermique dont les bornes sont fixées aux extrémités du fil dilatable, placé exactement dans le plan du cadre où il est intercalé. Les deux cadres sont montés en parallèle, les points de jonction très voisins l'un de l'autre, près des ampèremètres thermiques. Ces points sont reliés à deux longs conducteurs câblés ensemble et réunis aux extrémités d'un enroulement de deux à trois spires, placé à une grande distance, qu'on fait traverser par le flux oscillant. Chaque cadre est alors parcouru par un courant dont les ampèremètres donnent l'intensité efficace. La pulsation a alors pour valeur :

$$\omega = \frac{R_2^2 I_2^2 - R_1^2 I_1^2}{L_1^2 I_1^2 - L_2^2 I_2^2};$$

$I_1, I_2$ , intensités dans les deux circuits;  $R_1, R_2$ , leurs résistances totales corrigées du *skin effect*;  $L_1, L_2$ , leurs selfs.

L. GAY. — Sur les mélanges d'acide acétique avec les liquides normaux.  
P. 518.

Expériences vérifiant que <sup>(1)</sup> la variation de volume produite par le mélange d'une quantité déterminée d'un même liquide associé avec un nombre constant de molécules des divers corps normaux est la même, s'il n'y a pas réaction chimique entre les constituants du mélange.

De plus, dans le cas de l'acide acétique, la dépolymérisation est accompagnée non d'une contraction, mais d'une dilatation.

E. FOUARD. — Sur un procédé pratique de préparation des membranes semi-perméables, applicable à la mesure des poids moléculaires. — P. 519 <sup>(2)</sup>.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Action des rayons ultra-violetts.  
P. 523.

HENRI BIERRY, VICTOR HENRI et ALBERT RANC. — *Id.* — P. 535.

L'oxydation par les rayons ultra-violetts des composés ammoniacaux donne du nitrite d'ammoniaque; mais l'azote ainsi oxydé, dès que la solution se concentre, tend à reprendre l'état libre.

(1) C. R., t. CLI, 1910.

(2) Société française de Physique, communication faite le 7 avril 1911.

Quant à la glycérine, elle donne, sous l'action des rayons ultra-violet, de l'aldéhyde glycérique si elle est neutre, du  $\beta$ -acrose si elle est alcaline, et en plus d'autres corps non encore identifiés.

A. LACROIX. — Les minéraux radioactifs de Madagascar. — P. 559.

Historique. Place des gisements. Minéraux trouvés : microlite, hatchettolite, fergusonite, samarskite, euxénite, blomstrandite, autunite.

CH. GALISSOT. — Sur l'absorption sélective de l'atmosphère. — P. 569.

Résultats d'expériences faites à l'Observatoire de Lyon à l'aide du photomètre hétérochrome Nordmann. Il faut attribuer un rôle prépondérant à des particules de plus grandes dimensions que celles des molécules d'air, et l'importance relative des dimensions varie avec la distance zénithale.

CARL STÖRMER. — La structure de la couronne du Soleil dans la théorie d'Arrhénius. — P. 571.

Théorie mathématique supposant : 1° le Soleil entouré d'un champ magnétique identique à celui d'un aimant élémentaire; 2° les corpuscules soumis à la gravitation, à l'action d'une charge électrique uniforme sur le Soleil, et à la répulsion de la lumière, supposée inversement proportionnelle au carré de la distance au centre du Soleil.

LOUIS ROY. — Sur la propagation des discontinuités dans le mouvement des fils flexibles. — P. 581.

Théorie mathématique.

PAILLET, F. DUCRETET et E. ROGER. — Nouveau procédé de désélectrisation des matières textiles au moyen des courants électriques de haute fréquence. — P. 583.

Pour annuler l'électricité développée pendant l'étirage de la laine, on utilise la décharge oscillante de condensateurs alimentés par un courant alternatif survolté au moyen d'un transformateur. Le meilleur

leur dispositif est celui du « résonateur Oudin ». Les conducteurs aériens ou antennes sont distribués le long des métiers au voisinage des matières textiles et sont garnis de place en place de petits balais souples en fils métalliques qui répartiront la charge au point où elle doit être utilisée.

PIERRE WEISS. — Une idée de Walther Ritz sur les spectres de bandes.  
P. 585.

L'auteur explicite une note de Ritz où celui-ci considère une file de bâtonnets magnétiques (l'organe d'émission des spectres de lignes en série imaginé par Ritz est formé de bâtonnets magnétiques et non magnétiques, disposés en ligne droite). On peut admettre que, lorsque la file est soumise à une tension, elle prend les mouvements vibratoires d'une chaîne le long de laquelle règne un champ magnétique dirigé dans le sens de la longueur et qui porte des charges électriques équidistantes. Si on suppose que ces charges exécutent des vibrations circulaires autour de l'axe, sous l'action combinée de la tension et du champ, on a un système d'équations permettant peut-être d'expliquer les spectres de bandes.

CH. FERY et M. DRECQ. — Sur la constante du rayonnement. — P. 590.

Dessin d'un nouveau dispositif de récepteur intégral, qui a la forme d'une cavité conique recouverte d'un enroulement en manganine pour l'étalonnage en watts et baigné par l'alcool d'une grosse sphère formant la masse d'une sorte de thermo-calorimètre. Avec ce dispositif, on trouve pour la constante  $\sigma$  :

$$\sigma = 6,51.$$

L. DUNOYER. — Sur la théorie cinétique des gaz et la réalisation du rayonnement matériel d'origine thermique<sup>(1)</sup>. — P. 593.

Si on chauffe un alcalin (Na) vers 400° dans le bas d'un tube de verre cylindrique vertical divisé en trois parties par deux cloisons perpendiculaires à l'axe et percées en leur centre d'un petit trou (tube où on a fait le vide), on obtient des dépôts métalliques dans le

---

(1) Société de Physique, communication faite le 17 mars 1911.

compartiment inférieur, puis dans le compartiment moyen et sur la paroi inférieure du deuxième diaphragme. Quelques molécules traversent même le deuxième diaphragme; on observe seulement sur le fond supérieur du tube un dépôt qui correspond à la section par ce fond du cône tangent intérieurement aux deux diaphragmes, dépôt plus intense dans la région centrale. On a fait ainsi parcourir à des molécules des chemins rectilignes de l'ordre de 20 centimètres; d'où l'existence à peu près évidente des molécules et de leurs trajectoires rectilignes entre deux chocs mutuels.

H. GUILLEMINOT. — Sur les rayons de Sagnac. — P. 595.

Expériences et théorie montrant que le rayonnement S (rayonnement secondaire émis par la matière soumise à l'irradiation X), débarrassé des rayons négatifs peu pénétrants qui l'accompagnent, n'est pas une radiation nouvelle d'une qualité différente des rayons X primaires, mais une simple diffusion du faisceau X primaire.

A. ROSENSTIEHL. — Eau polymérisée et eau de cristallisation. Réponse à M. Lecoq de Boisbaudran<sup>(1)</sup>. — P. 599.

Le désaccord provient de ce que la méthode de M. Lecoq de Boisbaudran montre l'influence de l'isomorphisme sur la fixation ou le départ d'une molécule d'eau, alors que le travail de l'auteur a pour but l'influence de la polymérie sur la fixation ou le départ simultané de plusieurs molécules d'eau. Les deux travaux se complètent.

J. BOSELLI. — Vitesses de réactions dans les systèmes gaz liquides. — P. 602.

Résultats relatifs à l'oxydation de l'hémoglobine, du pyrogallol, de l'oxalate ferreux, du sulfate ferreux et du glucose en solution alcaline. Ces résultats vérifient les théories données par l'auteur<sup>(2)</sup>.

<sup>1</sup> *J. de Phys.*, ce volume, p. 221.

<sup>(2)</sup> *C. R.*, t. CLII, p. 374.

C. TISSOT. — Sur la détermination exacte des périodes des oscillations électriques. — P. 684.

M. Tissot rappelle que les anciennes méthodes de mesure des périodes<sup>(1)</sup> donnent d'aussi bons résultats que la nouvelle méthode indiquée par M. Ferrié<sup>(2)</sup>.

C. GUTTON. — Comparaison des vitesses de propagation de la lumière et des ondes électromagnétiques le long des fils. — P. 685.

On utilise la biréfringence électrique de  $CS^2$ . Des ondes électriques se partagent entre deux lignes parallèles, la première aboutissant à un condensateur enfermé dans un tube rempli de  $CS^2$ , la deuxième aboutissant à un condensateur identique au premier. Les plans des deux systèmes d'armatures sont rectangulaires, et les deux condensateurs sont placés entre deux nicols croisés. Quand la lumière sera à nouveau éteinte, malgré la biréfringence produite par les ondes, le temps que met l'onde électrique à parcourir la première ligne, augmenté du temps que met la lumière à parcourir l'espace qui sépare les deux condensateurs, sera égal au temps que met l'onde à parcourir la deuxième ligne (de longueur variable à volonté, ce qui permet d'obtenir l'extinction). Les vitesses de propagation de la lumière et des ondes ont été ainsi trouvées égales à moins de  $\frac{1}{100}$  près.

CH. MOUREU et A. LÉPAPE. — Méthode spectrophotométrique de dosage du Krypton. — P. 691.

Elle est basée sur les faits suivants :

1° L'extrême sensibilité spectrale du krypton, en particulier des raies jaune 5871,42 et verte 5570,50 ;

2° L'accroissement régulier de l'intensité de la raie jaune du krypton dans le spectre d'un mélange d'argon et de krypton, à concentration croissante en krypton à partir d'une valeur très faible ;

3° La situation des raies dans la région où l'œil a sa sensibilité

(1) TISSOT, thèse de doctorat, Paris, 1905.

(2) C. R., t. CLII, p. 515.



maxima et la position bien isolée de la raie jaune entre les raies de l'argon de même nuance, mais d'intensités différentes. On comparera les intensités observées à celles données par des mélanges de composition connue.

PIERRE WEISS. — Sur le magnéton dans les corps paramagnétiques. — P. 689.

Ce magnéton-gramme a pour valeur 1122,7 (au lieu de 1123,5), quand on le déduit des résultats de M. Urbain (1) sur les coefficients d'aimantation des terres rares.

Les expériences de M<sup>lle</sup> Feytis confirment, pour les corps solides, la loi de la partie aliquote (magnéton-gramme), commune à toutes les saturations moléculaires absolues.

A. LAFAY. — Sur l'utilisation du procédé d'exploration à l'acétylène pour la mesure de la vitesse du vent et l'étude du champ aérodynamique. — P. 694.

Mesure de la vitesse des courants des souffleries avec la méthode indiquée par l'auteur (2).

Si on modifie la méthode en photographiant le jet d'acétylène, non plus à l'aide d'une étincelle instantanée, mais avec l'arc intercepté par un obturateur rapide, on a un jet d'aspect fibreux et non pas une image rappelant l'aspect de la fumée chassée par un vent violent.

DE BROGLIE. — Sur l'abaissement des différences de potentiel de contact apparentes entre métaux par suite de l'enlèvement des couches d'humidité adhérentes. — P. 696.

Expériences variées, faites sur de nombreux métaux, montrant que les différences de potentiel de contact apparentes entre métaux ne doivent pas être de l'ordre du volt, mais seulement de l'ordre de quelques centièmes de volt, quand les surfaces employées sont étudiées dans des conditions de dessiccation suffisante.

DUSSAUD. — Nouvelles applications des ampoules à bas voltage. — P. 698.

La lumière très vive obtenue par l'incandescence du tungstène dans le vide parfait (1 ampère sous 13 volts) permet de reconnaître

(1) C. R., CXLVII, 1908.

(2) C. R., février 1911.

dans la main des corps étrangers, des pièces de métal dans des boîtes en carton, etc. Elle peut être appliquée aux projections et remplacer l'éclair au magnésium en photographie.

MAURICE JOLY. — Sur les transformateurs statiques de fréquence. — P. 699.

Théorie et schéma d'un système permettant la multiplication statique de la fréquence dans des conditions industrielles de rendement. On utilise deux transformateurs identiques et possédant chacun trois enroulements A, B, C. Les A constituant le primaire, sont réunis en série et alimentés par le réseau. Les B et C sont réunis en série, mais de façon que les f. é. m. de la fréquence primaire induites soient en opposition. B constitue le secondaire, C est parcouru par un courant continu auxiliaire, et une self d'arrêt convenable rend négligeable le courant alternatif qui y est induit. On constate alors dans le secondaire la production de f. é. m. uniquement d'ordre pair, et pour l'utilisation maximum de l'appareil, il sera avantageux de disposer aux bornes du circuit d'utilisation une capacité en résonance avec le secondaire pour la fréquence double.

ANDRÉ KLING. — Influence des catalyseurs dans les déterminations de densité de vapeurs. — P. 703.

Dans un tube Meyer dont le fond est garni d'une petite couche de sable, la densité de vapeur d'un alcool secondaire ou tertiaire a une valeur moitié moindre que la valeur normale (ce qui correspond à une dissociation de la molécule). On retrouve la valeur normale dans un tube non garni de sable. Les catalyseurs donnent aussi des valeurs anormales.

HANRIOT. — Sur la nature de l'adhésivité. — P. 704.

L'or brun vers 500° est dans un état métastable ; touché avec une lame d'or déjà transformée, la modification de celle-ci se continuera dans la première, de la même façon qu'un cristal plongé dans une solution sursaturée s'y prolonge et se soude avec elle, quand la solution est revenue à l'état solide. D'où l'explication de l'adhésivité (propriété de l'or brun d'adhérer à lui-même pendant sa période de transformation en or jaune).

JEAN MEUNIER. — Sur la modification du mécanisme de la flamme par la combustion convergente. — P. 706.

La flamme par combustion convergente (1) est constituée à l'inverse de la flamme ordinaire : le gaz combustible enveloppe le comburant au lieu d'être enveloppé par lui. Il tend à converger vers le comburant, et ceci explique pourquoi la flamme se maintient sur une pointe sans que les couches combustibles sous-jacentes s'embrasent.

M<sup>lle</sup> E. FEYTIS. — Magnétisme de quelques sels complexes. — P. 708.

Tableau des susceptibilités moléculaires d'un grand nombre de sels complexes solides. On trouve pour les sels solides de fer entre les propriétés magnétiques et les propriétés analytiques le même parallélisme que M. Pascal avait trouvé pour les solutions de ces sels. Il peut donc préexister un commencement de dissociation dans le cristal. Ceci résulte aussi de la comparaison des magnétismes moléculaires des sels cobaltiques lutéo, roséo, purpuréo et praséo : la substitution d'un atome de Cl à une molécule de NH<sup>3</sup> dans Co NH<sup>3</sup>)<sup>6</sup> diminue le diamagnétisme ; celle de deux atomes de Cl à deux molécules de NH<sup>3</sup> le diminue dans des proportions plus grandes encore.

G. BOIZARD.

---

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XXI ; mars 1911.

RICHARD-C. TOLMAN. — La cinquième équation fondamentale de la théorie de Maxwell-Lorentz déduite du principe de relativité. — P. 296-301.

L'auteur établit dans cette note que la cinquième équation fondamentale :

$$\mathbf{F} = \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H}$$

$\mathbf{F}$  étant la force électrique,  $\mathbf{E}$  le déplacement électrique,  $\mathbf{v} \times \mathbf{H}$  le produit vectoriel du champ magnétique par la vitesse de déplacement.

---

(1) C. R., t. CL, p. 781.

ment de la charge,  $c$  la vitesse de la lumière) peut être déduite des quatre équations du champ :

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi\rho, & \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, & \operatorname{rot} \mathbf{H} &= 4\pi\varepsilon\mathbf{v} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \end{aligned}$$

en supposant seulement que, pour un corps en mouvement, la masse subit une variation définie par :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \left( \beta = \frac{v}{c} \right),$$

ce qui se déduit immédiatement de la théorie de la relativité, et en définissant, comme l'a fait Lewis, la force comme l'accroissement de la quantité du mouvement par seconde. Il est inutile, en particulier, de considérer la masse longitudinale et la masse transversale du corps mobile.

DONALDSON et G. STEAD. — Le problème de la rotation uniforme traité par le principe de relativité. — P. 319.

Les auteurs ont montré précédemment que la contraction, nécessitée par le principe de relativité, que subit un disque plan  $T$  en rotation uniforme est réalisée quand le disque se transforme en une coupe dont le méridien est une épicycloïde d'équation :

$$y = s \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}},$$

$y$  étant la distance d'un point à l'axe de rotation,  $s$  la longueur de l'arc d'épicycloïde comptée à partir du sommet,  $v$  la vitesse linéaire d'un point du disque,  $c$  la vitesse de la lumière.

La vitesse angulaire du disque mesurée par un observateur fixe et par un observateur qui l'accompagne dans sa rotation est représentée par le même nombre ; mais l'unité de temps pour le dernier observateur est plus grande que pour l'observateur fixe dans le rapport de

$$\left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}}.$$

L'énergie cinétique est donnée par l'expression :

$$\frac{1}{2} Mc^2 - \frac{c^4}{2\omega^2} \log \left( 1 + \frac{r^2\omega^2}{c^2} \right)$$

qui se réduit à  $\frac{1}{2} Mc^2$  pour  $\omega$  infini, tandis que l'on arrive à trouver que le volume du disque devient nul. On est aussi conduit au résultat qu'une dépense finie d'énergie peut réduire le volume à zéro. Cette conclusion, évidemment absurde, ne peut être modifiée que si l'on suppose qu'il se produit une variation corrélative dans la masse du disque, ou une variation dans son énergie potentielle. C'est ce que montrent les auteurs.

H. VIGNERON.

O.-W. GRIFFITH. — Note sur la mesure de l'indice de réfraction des liquides.  
P. 301-309.

L'auteur étudie la méthode qui consiste en l'emploi comme lentille d'un ballon sphérique rempli du liquide à étudier. Le problème théoriquement bien simple, puisque les points principaux coïncident avec le centre de la sphère, est compliqué par l'influence de l'épaisseur du verre du ballon et par l'aberration de sphéricité.

Dans le cas d'un ballon plein d'eau, d'une épaisseur de 1/2 millimètre et de 20 centimètres de rayon, M. Griffith montre par un calcul immédiat que l'erreur sur l'indice est de l'ordre de 0,003. C'est un terme à ajouter à l'expression classique de la distance focale. Au contraire, l'aberration de sphéricité introduit un terme soustractif; on peut choisir l'ouverture du faisceau incident de façon à ce qu'il y ait compensation. On peut employer des ballons de 6 centimètres de diamètre et de 1/2 millimètre d'épaisseur qu'on noircit sauf sur une ouverture de 1<sup>cm</sup>,5 de diamètre. Les résultats sont satisfaisants si le ballon est suffisamment sphérique. Des courbes montrent que l'aberration varie peu avec l'indice.

Une seconde méthode consiste à fermer un tube plein du liquide avec deux lentilles plan-convexes et à chercher la longueur à donner au tube pour qu'un faisceau parallèle sorte parallèle du système optique.

J.-D. FRY et A.-M. TYNDALL. — Sur la valeur de la constante de Pitot.  
P. 348-367.

Pour mesurer la vitesse d'un courant de gaz, on emploie un tube dont une extrémité s'ouvre dans la direction du courant, l'autre communiquant avec une jauge à pression. La vitesse  $v$  du courant est reliée à la densité  $\rho$  et à l'excès de pression établi dans la jauge par la relation :

$$v = K \sqrt{\frac{2P}{\rho}}.$$

La constante de Pitot  $K$  est très voisine de l'unité. Les auteurs ont employé deux méthodes distinctes pour la mesurer. Dans la première, le tube de Pitot se meut dans l'air immobile; l'extrémité ouverte décrit un cercle horizontal au centre duquel se trouve la jauge (1), l'orifice faisant face à la direction du mouvement. Une série d'écrans empêche l'entraînement de l'air par la rotation du système. A des vitesses comprises entre 600 et 1.400 centimètres par seconde,  $K$  est à peu près constant; sa valeur est 1,002. Les valeurs discordantes obtenues pour des vitesses plus faibles semblent dues à des erreurs expérimentales.

La seconde méthode consiste à introduire l'extrémité du tube de Pitot dans un cylindre parcouru par un courant gazeux. Un micro-mètre permet de déplacer le tube dans le cylindre, des orifices latéraux pratiqués dans le cylindre donnent la pression à l'orifice du Pitot.

Cette méthode donne  $K = 1,00$  pour des vitesses comprises entre 6 et 2.000 centimètres par seconde. Mais le diamètre et l'épaisseur des parois du tube interviennent; un Pitot étroit et mince donne une valeur de  $K$  supérieure à l'unité de quelques centièmes.

TH.-R. MERTON. — Méthode de calibrage des tubes capillaires fins. — P. 386-390.

Ces expériences ont pour objet la détermination de la précision avec laquelle on peut mesurer la résistance électrique d'un tube capillaire rempli de mercure; on en déduit une valeur moyenne du carré du rayon.

(1) Voir sur la jauge de Chattock : STANTON, *Proc. Inst. Civil Eng.* 1903, et *Phil. Mag.* [6], XIX, p. 431.

Le tube capillaire communiquait avec deux tubes larges où parvenaient les électrodes. Le tout était placé dans un thermostat au  $\frac{1}{10}$ °. Un pont sert à mesurer la résistance. Le rayon intérieur moyen est donné par la formule :

$$r^2 = \frac{l + 2dr}{\pi kf}$$

( $l$ , longueur;  $K$ , conductibilité du mercure;  $f$ , résistance du tube;  $d = 0,082$ , terme correctif pour les extrémités du tube).

Les tubes employés avaient tous  $\frac{1}{10}$  de millimètre de diamètre environ. L'erreur est de l'ordre de  $0^{\text{mm}},00002$ .

Les tubes doivent être propres et bien secs; c'est la seule difficulté de la méthode.

A. GRUMBACH.

R.-W. WOOD. — Sur la destruction de la fluorescence de l'iode et de la vapeur de brome par les autres gaz. — P. 309-314.

L'auteur rappelle d'abord une théorie formulée par lui et qui explique à la fois la destruction de la fluorescence par les gaz inertes et pourquoi il n'apparaît aucune trace de fluorescence dans la vapeur de brome lorsqu'on se place dans les mêmes conditions que pour la vapeur d'iode.

Par hypothèse, la molécule est capable d'emmagasiner une certaine quantité d'énergie sans émettre de lumière, les radiations ne commençant à être émises que lorsqu'un certain point de saturation est atteint. Si l'on suppose de plus que, dans le choc de deux molécules, l'énergie absorbée se transforme en chaleur, l'énergie interne revenant à sa valeur initiale, il est évident que, si le chemin moyen est parcouru avant que le point de saturation ne soit atteint, il ne se produira aucune fluorescence. Si l'on augmente suffisamment la longueur de ce parcours moyen, on doit pouvoir observer la fluorescence. C'est ce que l'expérience confirme.

Une petite quantité de vapeur de brome est enfermée dans un ballon scellé où l'on a fait le vide préalablement. Si l'on concentre à l'intérieur du ballon la lumière solaire et si l'on condense le brome en mettant l'appareil en contact avec un mélange de neige carbo-

nique et d'éther, on voit à un moment donné apparaître une faible fluorescence verte qui s'évanouit presque immédiatement.

Le mémoire suivant montrera qu'en réalité un autre facteur intervient.

L'auteur donne ensuite le dispositif qu'il emploie pour mesurer photométriquement l'action destructive des gaz inertes sur la fluorescence de l'iode.

La source de comparaison est un bec Auer dont la lumière passe d'abord à travers une glace verte et une solution de bichromate de potasse, puis à travers deux nicols, l'un fixe, l'autre porté par un cercle gradué. Par rotation de ce dernier nicol, on égalise les deux intensités.

Les expériences ont porté sur le chlore, l'éther, l'hydrogène, l'argon et l'hélium. L'action destructive croît avec le poids atomique, mais ne lui est pas proportionnelle. Des courbes sont jointes au mémoire. L'auteur donne pour finir un tableau montrant comment varie la fluorescence sous l'action de la température.

J. FRANCK et R.-W. WOOD. — Influence sur la fluorescence de l'iode et du mercure des gaz d'affinités différentes pour les électrons. — P. 314-318.

Warburg a montré que dans l'azote, l'hélium, l'argon et l'hydrogène qui sont soigneusement débarrassés de toute trace d'oxygène, le courant obtenu dans la décharge d'une pointe négative est beaucoup plus grand que lorsque des traces d'oxygène sont présentes. Pour expliquer ce fait, il émet l'hypothèse que dans les gaz purs les électrons chargés négativement se meuvent avec une plus grande vitesse. De petites traces d'oxygène, par condensation sur les électrons, augmentent leurs masses et diminuent leurs vitesses. Les affinités pour les électrons, c'est-à-dire les forces agissant entre les molécules neutres et les électrons, diminuent lorsqu'on passe des gaz les plus fortement électro-négatifs aux gaz inertes (argon, hélium), pour lesquels ces forces paraissent ne pas exister.

Ce sont ces idées qui ont conduit les auteurs à chercher l'existence d'une relation entre l'affinité des gaz pour les électrons et leurs effets sur l'émission des spectres de lignes.

La méthode utilisée pour étudier l'action des gaz sur la fluorescence des vapeurs d'iode et de mercure est la même que celle décrite dans le précédent mémoire. Pour la vapeur de mercure sous une



pression de 30 centimètres de mercure, une pression de 3 millimètres d'oxygène détruit la fluorescence, qui est à peine altérée par l'hélium sous une pression de 1 atmosphère.

Ces expériences permettent de constater que les gaz électro-négatifs qui gênent le mouvement des électrons libres gênent aussi le mouvement des électrons liés dont les vibrations donnent les spectres de lignes, et ensuite que la pression à laquelle le maximum d'intensité de la fluorescence d'un gaz est atteint dépend du caractère électrique de la molécule.

AUBERT.

R.-D. KLEEMANN. — Relations entre la densité, la température et la pression des corps. — P. 325-341.

1. En combinant les deux expressions suivantes de la chaleur de vaporisation :

$$L = D \left( \rho_1^{\frac{1}{3}} - \rho_2^{\frac{1}{3}} \right), \quad L = 1,75 \cdot \frac{RT}{m} \log \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right),$$

dans lesquelles  $\rho_1$  et  $\rho_2$  désignent les densités respectives d'un liquide et de sa vapeur saturante,  $m$  le poids moléculaire,  $T$  la température absolue, et  $D$  et  $R$  des constantes, on obtient la relation :

$$\frac{3T_c}{\rho_c^{\frac{1}{3}}} \left( \rho_1^{\frac{1}{3}} - \rho_2^{\frac{1}{3}} \right) = T \log \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right);$$

et, en introduisant la formule de Clapeyron, l'équation suivante entre la pression, la température et la densité :

$$\frac{dP}{dT} \left( \frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right) T = P \left( \frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right) + \frac{5,25RT}{m\rho_c^{\frac{1}{3}}} \left( \rho_1^{\frac{1}{3}} - \rho_2^{\frac{1}{3}} \right).$$

Ces relations, déduites de la formule générale de l'attraction entre deux molécules (*Phil. Mag.*, XXI, 83-102) :

$$\Phi_2 \left( \frac{2}{x_c} \frac{T}{T_c} \right) \frac{(\sum \sqrt{m})^2}{2^5},$$

ont été vérifiées sur un grand nombre de corps.

2. La loi des états correspondants peut se déduire de la loi géné-

rale de l'attraction moléculaire, en passant par les relations précédemment établies entre la pression, la température et la densité d'un corps.

E.-C. SNOW. — Sur les lignes et les plans qui passent le plus exactement par des systèmes de points situés dans un espace à un nombre quelconque de conditions et qui sont assujetties à certaines conditions. — P. 367-386.

L'auteur applique la théorie des corrélations entre des lignes ou des plans et des systèmes de points à la détermination des points de solidification de certains alliages lorsqu'on fait varier les proportions des constituants.

F. CROZE.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXXIV; 1911.

O. SACKUR. — Sur le fondement cinétique du nouveau théorème thermodynamique de Nernst. — P. 455-468.

Nernst a énoncé le théorème suivant (voir *Journal de chimie physique*, p. 228 ; 1910) :

*Dans les réactions entre corps solides ou liquides, l'égalité entre l'énergie libre A et l'énergie totale U n'est pas réalisée seulement au zéro absolu, comme le veulent les deux principes de la thermodynamique, MAIS ENCORE DANS SON VOISINAGE : en d'autres termes, on a :*

$$\limite \frac{dA}{dT} = \limite \frac{dU}{dT} \quad \text{pour} \quad T = 0.$$

De ce théorème Nernst tire des conclusions qui permettent d'en vérifier *a posteriori* la très grande probabilité. En particulier, il en conclut que les chaleurs spécifiques des corps solides et liquides doivent être nulles au zéro absolu, d'accord avec les conclusions théoriques d'Einstein et avec l'expérience, qui montre que ces chaleurs décroissent très rapidement quand on abaisse la température, et tendent vers zéro.

M. Sackur s'est proposé de montrer que le théorème de Nernst est une conséquence *nécessaire* de la théorie d'Einstein et des hypothèses cinétiques de Boltzmann.

Il retrouve ainsi non seulement le théorème fondamental de Nernst, mais encore quelques propriétés que Nernst n'avait que très rapide-

ment signalées au sujet du *corps solide idéal*, dont l'étude approfondie pourrait être aussi fructueuse que l'est celle du gaz parfait. Ces propriétés sont les suivantes :

L'entropie d'un corps solide idéal est indépendante du volume. Son coefficient de dilatation est nul et son coefficient de compressibilité indépendant de la température.

Or, Thiesen et Grüneisen ont montré que le coefficient de dilatation des corps solides est très petit et tend vers zéro quand la température s'abaisse, et que la variation de la compressibilité avec la température est très faible à toutes températures, et diminue en tous cas avec la température. Il en résulterait que l'état *solide idéal* serait un état limité pour les corps solides ou liquides (amorphes) dont ils se rapprocheraient d'autant plus que la température serait plus basse. Sur les hypothèses d'Einstein on pourrait donc peut-être bâtir une théorie cinétique complète de l'état solide, comme l'a fait Van der Waals pour l'état gazeux.

CH. LEENHARDT.

PETER-PAUL KOCH. — Sur la mesure de la distribution de l'intensité dans les raies spectrales. Applications à la spectroscopie interférentielle. — P. 377-444.

Michelson (1892) a déterminé la distribution de l'intensité lumineuse dans les raies spectrales, à l'aide de son interféromètre, par la mesure de la *visibilité des raies*. L'auteur tente de remplacer cette méthode inductive par une mesure de micro-photomètre photographique.

Les raies étudiées sont celles du cadmium (lampe au cadmium en quartz de Heraeus) et du mercure. Les appareils dispersifs sont des spectroscopes à échelons. L'auteur fait une correction relative à l'épaisseur de la raie.

La méthode permet de déceler un déplacement du maximum d'intensité d'environ  $\frac{1}{50}$  de la demi-largeur de la raie.

De plus l'auteur s'en est servi pour étudier le phénomène de Zeeman dans des champs très faibles.

Enfin il a comparé les images de la raie rouge du Cd données par les interféromètres Michelson de Fabry-Pérot, Lummer-Gehrcke. On obtient des courbes d'intensité très différentes les unes des autres.

La méthode ne permet donc pas, comme celle de Michelson, d'éli-

miner, dans l'étude d'une raie, l'influence de l'appareil spectroscopique.

H. KAYSER. — Sur la spectroscopie de l'oxygène. — P. 498-504.

Discussion très sévère d'un récent mémoire de W. Stenbing (t. XXXIII, p. 533; 1910).

E. BAUER.

HARALD LUNÉLUND. — Sur la structure de quelques raies spectrales; effet Zeeman sur ces raies dans les champs magnétiques faibles (Extrait d'une dissertation; Helsingfors, 1910). — P. 505-543.

L'auteur s'est proposé de comparer les résultats qu'il obtient, en se servant comme source lumineuse d'une *lampe à amalgame* de Hærcæus (20 0/0 Pb, 20 0/0 Bi, 0,5 0/0 Zn et 0,5 0/0 Cd) et comme appareil spectroscopique d'un spectroscope à échelons de Hilger, aux résultats de divers auteurs qui ont utilisé des sources et des spectroscopes variés. L'accord n'est pas toujours réalisé, quant au nombre de raies satellites d'une raie déterminée et de leur position. Des tableaux de nombres résument les résultats des différents observateurs et permettent de les comparer.

La lampe à amalgame ne fournit d'ailleurs que certaines raies avec une netteté et une intensité suffisantes pour permettre une étude approfondie de leur structure. Les raies les plus intenses sont surtout :

Pour le mercure.....	5790	5769	5461	4359
— cadmium.....	6439	5086	4800	4678
— bismuth.....	4722			

Les raies signalées comme dépourvues de satellites sont les suivantes :

Mercure.....	4916				
Cadmium.....	6349				
Zinc.....	la plupart des raies				
Plomb.....	5190	5006	4168	4062	4020

Les changements de pression de vapeur dans la lampe, résultant d'une variation d'intensité du courant, n'ont paru produire aucun changement dans la structure des raies; seules, de légères modifi-

cations dans l'intensité relative des raies satellites ont été quelquefois observées, principalement pour la raie du bismuth 4722.

Dans le champ magnétique, l'auteur signale certaines particularités : l'une des raies satellites de la raie 5790 du mercure ne subit pas de décomposition, mais un déplacement vers les plus grandes longueurs d'onde proportionnel au carré du champ. Il apparaît aussi une nouvelle raie du mercure pour un champ de 2.500 gauss; elle se déplace en se rapprochant progressivement de l'une des raies satellites de 5790 du mercure et en augmentant d'intensité lorsque le champ passe de 2.500 à 6.000 gauss. Il se produit également des changements dans l'intensité des composantes extérieures de l'une des raies satellites de la raie 5461 du mercure, lorsqu'on fait varier l'intensité du champ.

La conclusion générale est que les écarts des composantes, dans le phénomène de Zeeman, varient proportionnellement au champ. De nombreux tableaux de valeurs de  $\frac{\lambda\Delta}{H\lambda^2}$  et de  $\frac{e}{m}$  pour les différentes raies étudiées accompagnent le mémoire.

H. LABROUSTE.

II. ESAU. — Résistance et self-induction des bobines parcourues par un courant alternatif <sup>(1)</sup>, III<sup>e</sup> partie. — Influence de l'amortissement sur la résistance et la self-induction. — P. 547-563.

L'auteur applique le mode de calcul de Sommerfeld au cas d'une bobine infiniment longue sur laquelle est enroulé un fil à section carrée suivant une hélice de pas fini qui est parcourue par un courant alternatif amorti.

La formule à laquelle il arrive pour le rapport de la résistance en courant alternatif à la résistance en courant continu est assez complexe, mais se simplifie dans quelques cas particuliers. En désignant par  $\sigma$  la conductivité de la substance qui constitue le fil, par  $\pi$  la pulsation (produit de la fréquence par  $2\pi$ ), par  $2\pi\delta$  le décrement logarithmique des oscillations, par  $s$  la différence entre les rayons extérieurs et intérieurs du solénoïde, il obtient pour les courants de basse fréquence :

$$\frac{R_a}{R_c} = 1 + \frac{16}{45} s^2 \pi^2 n^2 \sigma^2 (1 + \delta^2).$$

(1) *J. de Phys.*, voir ce vol., p. 459.

Pour les oscillations de fréquence suffisamment élevée pour que

$$2s \sqrt{2\pi n\sigma} \sqrt{\sqrt{1 + \delta^2} - \delta} \quad \text{et} \quad 2s \sqrt{2\pi n\sigma} \sqrt{\sqrt{1 + \delta^2} + \delta}$$

soient plus grands que 6, il arrive à l'expression :

$$\frac{R_a}{R_c} = \frac{1}{4(1 + 2\delta^2)} 2s \sqrt{2\pi n\sigma} \sqrt{\sqrt{1 + \delta^2} - \delta} \left[ 1 + \frac{\sqrt{1 + \delta^2} + \delta}{\sqrt{1 + \delta^2} - \delta} - \delta \sqrt{\frac{\sqrt{1 + \delta^2} + \delta}{\sqrt{1 + \delta^2} - \delta}} + \delta^2 \left( 2 + \frac{\sqrt{1 + \delta^2} + \delta}{\sqrt{1 + \delta^2} - \delta} \right) \right]$$

qui pour les faibles valeurs de  $\delta$  se réduit à :

$$\frac{R_a}{R_c} = s \sqrt{2\pi n\sigma} \left( 1 - \frac{1}{8} \delta^2 \right).$$

On voit que, pour les basses fréquences,  $\frac{R_a}{R_c}$  croît avec l'amortissement et que l'inverse se produit pour les fréquences élevées.

L'auteur n'a fait aucune expérience pour vérifier ces formules, mais il fait remarquer que Rusch (1) et Black (2), qui ont mesuré des accroissements de résistance en courant alternatif sur des bobines de fil rond, en employant des oscillations amorties, ont trouvé, le premier, des résultats plus élevés que ceux que faisaient prévoir les formules théoriques établies dans le cas de courants non amortis; le second, des résultats plus faibles, or ce dernier employait des oscillations rapides et l'autre des oscillations lentes. Le sens de ces écarts concorde bien avec les formules d'Esau, ce qui n'est pas le cas pour une formule établie par Rusch.

L'auteur donne les raisons qui, d'après lui, expliquent cette divergence.

D'autres formules, pour tenir compte de l'amortissement, ont été également établies par Barton (3), mais elles ne s'appliquent qu'aux fils droits pour lesquels il obtient en appelant  $\rho$  le rayon du fil :

$$\frac{R_a}{R_c} = 1 + \frac{1}{12} \rho^4 \pi^2 n^2 \nu^2 (1 + \delta^2) \text{ oscillations lentes}$$

$$\frac{R_a}{R_c} = \frac{\rho}{2} \sqrt{2\pi n\sigma} \left( 1 + \frac{1}{2} \delta + \frac{3}{4} \delta^2 \right) \text{ oscillations rapides.}$$

1) RUSCH, *Vierteljahrsschrift der natur Gesell. in Zurich*, t. LIII, p. 74; 1908.

(2) BLACK, *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. V, p. 685; 1906.

(3) BARTON, *Phil. Mag.*, t. XLVII, p. 433; 1899.

M. Esau calcule d'une façon identique la variation de self-induction d'une bobine parcourue par un courant alternatif amorti.

En désignant par  $L_a$  et  $L_c$  les parties des coefficients de self-induction relatives uniquement au flux qui coupe l'enroulement, il obtient pour les basses fréquences :

$$\frac{L_a}{L_c} = 1 - \frac{32}{315} s^4 \pi^2 n^2 r \left( 1 - \frac{21}{2s^2 \pi n \sigma} \delta - \frac{15}{2} \delta^2 + \frac{21}{2s^2 \pi n \sigma} \delta^3 + 9\delta^4 \right).$$

En faisant dans cette expression  $\delta = 0$ , on retrouve la formule de Coffin (1).

On voit que, suivant le signe de l'expression entre crochets,  $L_a$  peut être plus grand ou plus petit que  $L_c$ .

Les mesures de Rusch avaient déjà mis ce fait en évidence.

Pour des fils droits à basse fréquence Barton, avait obtenu :

$$\frac{L_a}{L_c} = 1 - \frac{1}{48} r^4 \pi^2 n^2 \sigma^2 \left( 1 - \frac{8}{r^2 \pi n \sigma} \delta - 3\delta^2 \right).$$

formule qui montre également qu'on peut avoir :

$$L_a \cong L_c.$$

Pour les hautes fréquences et les faibles valeurs de  $\delta$ , Esau obtient :

$$\frac{L_a}{L_c} = \frac{3}{2s \sqrt{2\pi n \sigma}} \left( 1 + \delta - \frac{1}{8} \delta^2 \right),$$

tandis que dans le même cas, pour des fils droits, Barton obtenait :

$$\frac{L_a}{L_c} = \frac{1}{\sqrt{2r^2 \pi n \sigma}} \left( 1 + \delta - \frac{1}{4} \delta^2 \right).$$

R. JOUAUST.

ST. SACHS. — Mesures relatives aux centres électrisés et aux noyaux de condensation engendrés dans les gaz par les radiations ultraviolettes. — P. 469 497.

La première partie de ce travail est consacrée à la mesure des mobilités des centres électrisés. Le gaz provenant d'un gazomètre à eau est filtré sur du coton ; il arrive ensuite dans un tube de quartz dont un côté plan est soumis au rayonnement provenant d'une étin-

*J. de Phys.*, voir ce volume p. 160.

celle éclatant entre des électrodes d'aluminium. Il s'écoule ensuite dans un condenseur cylindrique dont le cylindre intérieur communique avec une paire de quadrants d'un électromètre, le cylindre extérieur étant mis au pôle positif ou négatif d'une batterie d'accumulateurs. Cette méthode, déjà employée par Becker<sup>(1)</sup>, permet de calculer les mobilités minima des centres positifs et négatifs dans l'air :

$$\begin{aligned}\omega_+ &= 0,0022 \text{ cm/sec par volt/cm} \\ \omega_- &= 0,0033 \text{ — — — — —}\end{aligned}$$

Il est à noter que le quartz fondu absorbe la radiation efficace beaucoup plus que ne le fait une lame de quartz cristallisé, ce qui expliquerait la supériorité de l'étincelle entre électrodes d'aluminium sur la lampe à mercure en quartz, essayée aussi par M. Sachs.

L'appareil employé pour l'étude des noyaux de condensation est analogue à celui de M. Wilson<sup>(2)</sup>. Les gaz expérimentés sont l'air, l'acide carbonique, l'oxygène, l'azote et l'hydrogène ; celui-ci a donné des résultats à peu près négatifs. Tous étaient desséchés soigneusement avant leur passage dans le tube de quartz soumis à la radiation ultraviolette. Les vapeurs employées sont celles de l'eau pure ou salée, de la benzine ou du chloroforme. Ces substances si différentes agissent à peu près de même sur les différents gaz. M. Sachs en conclut qu'on n'a pas affaire ici à un phénomène chimique, mais à la formation de complexes moléculaires au prix de l'énergie absorbée par le gaz.

L'auteur ajoute que MM. Lenard et Ramsauer, dans des recherches récentes, sont d'accord avec lui au point de vue des résultats expérimentaux (*Heidelberger Akad.*, 1910, 28. Abh.), mais qu'ils ont trouvé, entre autres faits imprévus, que les vapeurs acides influencent fortement le phénomène.

A. EINSTEIN. — Addition à mon travail : « Relation entre l'élasticité, etc. <sup>(3)</sup> ». P. 590.

C'est Madelung<sup>(4)</sup> et non Sutherland qui le premier a attiré l'attention sur la relation existant entre l'élasticité et la fréquence propre

(1) *Ann. d. Phys.*, t. XXXI, p. 98 ; 1910.

(2) *Cambr., Phil. Soc. Proc.*, t. IX, p. 333 ; 1897.

(3) Voir ce volume, p. 158.

(4) *Nachr. d. K. Ges. d. Wiss. zu Göttingen.*, M. ph. Kl., 20 II ; 1909 ; 29 I ; 1910 ; — *Phys. Zeitschr.*, II : p. 898 ; 1910.



de combinaisons diatomiques. Cette théorie s'accorde avec celle de M. Einstein, qui vise exclusivement les corps monoatomiques. En particulier, M. Madelung admet que les forces intermoléculaires sont du même ordre de grandeur que celles qui s'exercent entre deux atomes semblables de deux molécules voisines. Il s'agit ici de corps facilement dissociables.

A. EINSTEIN. — Rectification à mon travail : « Nouvelle détermination des dimensions moléculaires <sup>(1)</sup> ». — P. 591.

Le désaccord entre la théorie exposée en 1906 et les résultats des expériences de M. Bacelin sur la viscosité des suspensions est dû à une faute de calcul. Le coefficient de viscosité de la suspension en fonction du volume  $\varphi$  occupé par les globules n'est pas donné par la formule :

$$k^* = k(1 + \varphi),$$

mais par celle-ci :

$$k^* = k(1 + 2,5\varphi).$$

En étendant la théorie rectifiée à l'eau sucrée, on trouve, connaissant les coefficients de diffusion et de viscosité :

$$N = 6,36 \cdot 10^{23} \text{ molécules par molécule-gramme.}$$

A. GRUMBACH.

C. RAMSAUER et W. HAUSSER. — Sur l'effet actinodiélectrique chez les phosphores alcalinoterreux, d'après les recherches de Rob. Oeder. — P. 445-454.

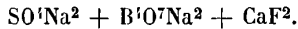
Si on envoie de la lumière rouge sur des phosphores alcalinoterreux, on constate à l'électromètre un mouvement d'électricité de courte durée qui se produit toujours dans le sens du champ électrique, quelle que soit le signe de la charge du phosphore : c'est l'effet actinodiélectrique découvert par Lenard et Sem Saeland dans leurs recherches sur l'effet photoélectrique.

Cet effet actinodiélectrique a été étudié plus récemment par Robert Oeder, mort prématurément, et, dans ce mémoire, MM. Ramsauer et Hausser se proposent de faire connaître le résultat de ses recherches.

(1) *Ann. d. Phys.*, t. XIX, p. 289 ; 1906.

*J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I. (Avril 1911.)

L'auteur a opéré sur un phosphore de composition :



Le phosphore est disposé sur un plateau métallique qui peut être relié à une batterie de charge; il est recouvert par une toile métallique reliée à l'électromètre, à travers laquelle on peut faire arriver sur la substance les rayons d'une lampe Nernst.

Les expériences ont confirmé les résultats de Lenard et Sem Saeland et donné en outre les résultats suivants :

1° L'effet actinodiélectrique croît d'abord très rapidement dans les dix premières minutes de l'éclairement, puis moins rapidement, et ne croît plus que d'une façon très lente après quarante ou cinquante minutes d'éclairement;

2° Il croît rapidement avec l'intensité du rayonnement éclairant, mais semble tendre vers une valeur limite;

3° Il dépend de la longueur d'onde. Pour une même intensité du rayonnement, il présente un maximum dans le jaune, remonte après un minimum dans le vert et présente un fort accroissement dans l'ultraviolet.

J. GUYOT.

---

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XII; 1911.

HILDA v. MARTIN. — Observations sur des conducteurs métalliques de résistance très élevée et conséquences relatives à la théorie des électrons. — P. 41-48.

L'auteur a recherché tout d'abord si les corps faisant l'objet de son étude obéissaient à la loi d'Ohm. L'appareil employé pour ces mesures était un galvanomètre Rubens de grande sensibilité. Des précautions spéciales étaient prises pour l'isolement et les contacts. Ceux-ci étaient assurés au moyen d'amalgame de cuivre. Les résultats des mesures montrent que pour les deux corps particulièrement étudiés : le protoniobate de fer (colombite) et le sulfure d'antimoine (stibine), la loi d'Ohm est suivie dans les limites de précision des mesures.

En ce qui concerne le sulfure d'antimoine, on s'est trouvé souvent gêné par des phénomènes de conductibilité unipolaire, très variables suivant les échantillons. Parfois ils n'existent pas ; parfois ils sont si intenses que le rapport des conductibilités dans deux directions opposées est égal à 4. L'auteur est amené à conclure de ses observations que l'hétérogénéité de la substance doit jouer ici un rôle important.

La température agit beaucoup sur la résistance de la colombite et surtout sur celle de la stibine. Des nombres obtenus entre 16 et 37° C., on peut déduire que le coefficient  $q$  de la formule de Koenigsberger<sup>(1)</sup> est de 4.400 pour la colombite, de 10.000 pour la stibine. La grandeur de ce coefficient a été proposée comme un critérium permettant de distinguer s'il y a conductibilité métallique ou conductibilité électrolytique. D'après l'auteur, la stibine serait à la limite des deux conductibilités.

F.-M. Jæger<sup>(2)</sup> avait déjà signalé la diminution de résistance considérable présentée par la stibine sous l'action de la lumière. H. v. Martin examine les différentes hypothèses pouvant expliquer le phénomène et donne les résultats des expériences permettant de décider entre elles. Il faut d'abord tenir compte de l'échauffement provoqué par les radiations tombant sur le corps. Mais ce n'est qu'une cause accessoire pouvant expliquer au plus 5 à 13 0/0 de l'effet observé. Il faut donc admettre ou bien qu'il se produit sous l'action de la lumière une transformation de la substance en une variété plus conductrice, ou bien qu'il y a une réaction chimique momentanée avec mise en liberté d'électrons. C'est vers cette dernière hypothèse que penche l'auteur.

Cet effet photo-électrique varie assez irrégulièrement en fonction de l'intensité lumineuse. Il augmente moins vite qu'elle et semble même passer par un maximum. Les expériences montrent aussi que les radiations de grande longueur d'onde ont une action plus énergique que les radiations de longueur d'onde plus courte. Enfin

(1) J. KOENIGSBERGER et K. SCHILLING, *Annalen der Physik*, 1910, p. 179. — La formule dont il s'agit est la suivante :

$$W = W_0 \frac{1 + \alpha t \pm \beta t^2}{1 + \alpha t_0 \pm \beta t_0^2} e^{+q \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)}$$

$W$  et  $W_0$  sont les résistances aux températures  $t$  et  $t_0$ .

(2) F.-M. JÆGER, *Zeitschrift für Kristallographie*, p. 43, 1907.

l'effet photo-électrique augmente d'intensité quand on opère à des températures plus élevées.

L'auteur signale en terminant une anomalie présentée par tous les échantillons de stibine étudiés. Le passage prolongé du courant augmente la conductibilité. En même temps on constate une diminution de conductibilité dans le sens opposé à celui du courant. Il faut un intervalle de repos assez long pour revenir à l'état initial. La chaleur Joule ne peut être la cause du phénomène. S'agit-il plutôt d'une électrolyse? Il paraît assez difficile de donner actuellement de ces faits une explication satisfaisante.

MAX-KARL GROBER. — Contribution à la théorie de l'amortissement des ondes hertziennes. — P. 121-124.

Du calcul théorique des courbes de résonance, pour diverses valeurs de l'amortissement, on peut déduire des paramètres qui, réunis en tableaux ou représentés par des courbes, permettent de trouver la valeur du décrement logarithmique dans des conditions expérimentales données. C'est cette méthode indiquée par Schmidt<sup>(1)</sup> que l'auteur s'est proposé d'appliquer d'une manière rigoureuse. Le problème revient à intégrer l'équation différentielle générale d'un circuit oscillant. Il n'y a plus ensuite qu'à substituer dans l'intégrale les diverses valeurs du coefficient d'amortissement.

M. K. Grober indique en détail la marche des calculs. Les résultats auxquels il arrive sont représentés graphiquement. En les comparant aux valeurs que donne la méthode de Bjerckness, on constate une concordance tout à fait satisfaisante.

F. KOCK. — Un arc générateur d'ondes, à l'usage des laboratoires. — P. 124-126.

L'auteur décrit un modèle d'arc de Poulsen susceptible de rendre des services dans les laboratoires par la facilité de son réglage et ses dimensions extrêmement réduites. L'ensemble de l'appareil n'a que 25 centimètres de hauteur et sa largeur maximum ne dépasse pas 10 centimètres. Quant à la puissance que l'on peut recueillir dans un circuit de résonance couplé avec le circuit de la lampe, l'auteur donne les chiffres suivants :

---

(1) K.-E.-F. SCHMIDT, *Physikalische Zeitschrift*, 1908, p. 13.

## 1° ARC A CHARBONS DANS UNE ATMOSPHÈRE D'ALCOOL.

Tension du réseau : 220 volts. — Régime de l'arc : 1,6 ampère; 72 volts; 412 watts.

Puissance dans le circuit secondaire oscillant : 37,8 watts avec une fréquence égale à 6 000.

## 2° ARC CUIVRE-CHARBON DANS UNE ATMOSPHÈRE D'HYDROGÈNE.

Tension du réseau : 220 volts. — Régime de l'arc : 1,8 ampère; 71 volts; 427,8 watts.

Puissance dans le circuit secondaire oscillant : 15,5 watts avec une fréquence égale à 570.000

PAUL DE LA GORCE.

E. BOSE. — Contribution expérimentale à la théorie des liquides anisotropes troubles. — P. 60-62.

Si l'on regarde de l'anizaldazine sous une épaisseur variant de 0<sup>mm</sup>,5 à 4 millimètres dans la direction du champ magnétique auquel on la soumet, le liquide se clarifie dès que l'intensité du champ atteint 600 gauss; le phénomène est d'autant plus rapide que le champ est plus intense; quand il cesse d'agir, le trouble se reproduit. Le même phénomène s'observe avec le paraazoxyanisol, le paraazoxyanisolphénétol, les mélanges d'acide anisique et d'acide anisopropionique; il n'a pas lieu pour le benzoate de cholestérine, même avec des champs de 9.000 unités. Dans les directions perpendiculaires à celles du champ, l'anizaldazine n'est pas clarifiée pour une intensité de 4.000 unités.

Des expériences quantitatives sont entreprises à la Plata sur ce sujet.

E. BOSE et M. BOSE. — Le frottement interne de différents liquides en régime turbulent. — P. 126-135.

Examen critique des travaux de Bose et Rauert (*Ph. Z.*, t. X, p. 406; 1909).

La théorie des mouvements turbulents des liquides établie pour ce cas de l'eau par Osborne Reynolds (*Papers on mathematical and physical subjects*, 1900), conduit à représenter le degré de turbu-

lence  $z$  en fonction de la perte de charge  $p$  par une équation de la forme :

$$(1) \quad \log z = a + b \log p,$$

$b$  étant une constante universelle de valeur  $\frac{1}{1,7222}$ .

Les expériences effectuées sur neuf autres liquides (alcool éthylique, benzène, acétone, chloroforme, mercure, etc.) montrent que la relation (1) doit être considérée comme une première approximation, mais que la valeur moyenne de  $b$  est  $\frac{1}{1,620}$ . Avec cette convention, le calcul du frottement interne permet de comparer la fluidité pendant le régime de Poiseuille et pendant le régime turbulent ; pour l'alcool elle est moins grande dans le premier cas que dans le deuxième ; pour le mercure, c'est l'inverse.

De même la formule :

$$\frac{eV_c}{n} = C^{te},$$

qui donne la vitesse critique  $V_c$  correspondant au passage d'un régime à l'autre, est vérifiée en première approximation. Les résultats des expériences se représentent très exactement par une formule du troisième degré :

$$\log z = a + b \log p + c (\log p)^2 + d (\log p)^3,$$

dont les coefficients varient un peu avec la nature du corps.

A. SÈVE.

R.-A. MILLIKAN et HARVEY FLETCHER. — Causes des discordances apparentes dans les travaux récents sur  $e$  (charge de l'électron). — P. 161.

Les auteurs comparent les méthodes employées par eux, d'une part, et par Ehrenhaft et Prziham, d'autre part.

Similitude : on étudie la chute d'une seule particule chargée.

Différences : 1° Les auteurs emploient des gouttes d'huile dont le rayon varie de 3 à 66 . 10<sup>-3</sup> centimètres. Ehrenhaft emploie des particules plus petites : 3 à 28 . 10<sup>-6</sup> centimètres ;

2° Les auteurs emploient un faible grossissement et étudient la chute sur 13 millimètres. Ehrenhaft se sert de l'ultramicroscope et observe la chute sur  $\frac{1}{10}$  de millimètre ;

3° Les auteurs observent la même particule pendant quatre à cinq heures, Ehrenhaft pendant une minute seulement ;

4° Les auteurs modifient la charge des particules, Ehrenhaft non ;

5° A la suite d'une série d'observations, les auteurs corrigent la loi de Stokes, tandis qu'Ehrenhaft en admet la validité.

De plus, on n'est pas sûr de la densité et de la forme sphérique des particules ultramicroscopiques d'Ehrenhaft et Przibram ; et on ignore complètement la loi du mouvement de telles particules, lorsqu'elles sont chargées : pour Millikan, le coefficient de frottement est fonction de la charge.

Millikan avait donné dans un précédent mémoire  $4.901 \cdot 10^{-10}$  pour valeur de  $e$ . Il apporte de nouvelles corrections et donne comme dernière valeur  $4.891 \cdot 10^{-10}$ .

J. KUTSCHEWSKI. — Note sur la variation de vitesse des rayons-canaux. P. 163.

L'auteur compare la vitesse moyenne à la vitesse maxima.

Il donne des résultats pour les rayons-canaux de l'hydrogène dans l'oxygène, les vitesses variant de  $2,1 \cdot 10^8$  à  $4,6 \cdot 10^7$  centimètres par seconde.

1° La dispersion des vitesses est réglée par les admissions dans le tube de décharge ;

2° Pour des pressions plus fortes, la vitesse moyenne est plus faible que la vitesse maxima et dépend de la dispersion dans le tube de décharge ;

3° Dans les conditions d'observation de l'auteur, environ la moitié des rayons-canaux de l'hydrogène sont absorbés ;

4° L'action sur une plaque photographique est à peu près indépendante de la charge des rayons-canaux ;

5° Le passage de la décharge, la chute de potentiel et, par suite, la vitesse des rayons-canaux dépendent essentiellement des gaz absorbés par le métal.

H. FLETCHER. — Contribution à la théorie du mouvement brownien, et applications expérimentales. — P. 203.

1° L'auteur refait le travail de Cunningham sur le déplacement d'une particule suspendue dans un gaz, en tenant compte des chocs des molécules sur la particule, chocs qui sont plus ou moins élas-

tiques; Fletcher et Millikan admettent par exemple que les chocs sur des gouttes d'huile ne sont pas élastiques;

2° L'auteur étudie l'effet du mouvement brownien sur une particule qui se déplace sous l'influence d'une force constante (gravitation, champ électrique);

3° L'auteur cherche l'effet du mouvement brownien sur la valeur apparente de la charge électrique portée par une particule en suspension dans un gaz.

Il donne les formules qui ont servi à Millikan et à lui pour leur détermination de l'électron;

4° Il compare les résultats obtenus théoriquement et expérimentalement. Le terme correctif apporté à la loi de Stokes par Millikan (ce vol., p. 251) est justifié;

5° Il applique sa théorie à la critique des recherches de Ehrenhaft et Prziham sur la détermination de l'électron.

JULES ROUX.

C. LOOSER. — Sur la courbe de sensibilité de l'œil pour l'intensité lumineuse [à propos d'une expérience de Lummer<sup>(1)</sup>].

Il s'agit de montrer à un auditoire que les parties extérieures à la tache jaune sont plus sensibles à l'intensité que la tache jaune elle-même. On utilise l'écran lumineux de Balmain, sur lequel on dispose une cache portant des ouvertures circulaires de diamètres variés, dont l'une fournisse une image rétinienne couvrant entièrement la tache jaune; pendant l'expérience on n'en laisse qu'une découverte, et on l'éclaire de manière à provoquer une émission convenable. Pour étudier l'influence de l'intensité, on utilise des ouvertures égales que l'on éclaire plus ou moins longtemps.

WILHELM VOLKMAN. — Mesure des angles par la méthode des réflexions multiples.

Remarque au sujet de la note de M. Geiger : rappel d'antériorités assez nombreuses<sup>(2)</sup>.

(1) *Bericht in Unterrichtsblätter für Mathematik und Naturwissenschaften*, 1911, n° 4, p. 2.

(2) WADSWORTH, *J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. VI, p. 657 (1897); WHITE, *Phys. Rev.*, t. XIX, p. 317; 1904; L. WEBER, *Zentr. Zg. für optik und Mechanik*, p. 173; 1889. H. JULIUS, *Zeitschr für Instrumentenkunden* t. XVIII, p. 205; 1898; PREUTZ, *Elektrotechnische Zeitsch.*, t. XXVI, p. 411; 1905.



G. SEIBT. — Le transmetteur de tonalité radiotélégraphique  
à courant continu. — P. 000.

P. LUGOL.

H.-J. BROTHERUS. — Recherches photométriques sur la structure  
de quelques raies spectrales.

Depuis longtemps déjà, l'auteur se préoccupe de déterminer le rapport des intensités à l'intérieur des lignes des spectres d'émission. Dans les présentes recherches, il s'est proposé, d'une part, d'étudier les flammes colorées par la présence de sels, pour obtenir la corrélation qui existe entre l'intensité des raies et la concentration de la flamme en sel ; d'autre part, il cherche aussi à obtenir des renseignements sur l'effet Zeeman dans le cas où la raie est trop diffuse pour être nettement décomposée par l'action d'un champ magnétique.

Deux méthodes de mesure peuvent être utilisées : on peut observer les raies spectrales elles-mêmes ou bien étudier une photographie qu'on en a prise. La seconde de ces méthodes présente le très grand avantage d'indiquer les intensités de chacune des parties de la raie rigoureusement au même instant ; toutefois, elle exige que l'on détermine, au moyen d'observations appropriées, la relation qui existe entre le noircissement de la plaque photographique et l'intensité du rayonnement. Malgré tout, l'avantage indiqué ci-dessus compense largement ce léger inconvénient, et c'est cette dernière méthode qui a été exclusivement employée ici.

Les expériences préliminaires sur le noircissement ont été effectuées en utilisant un photomètre à polarisation de Voigt, et Brotherus arrive sensiblement aux mêmes résultats que Leimbach<sup>(1)</sup> et que Parkhurst<sup>(2)</sup>.

L'auteur étudie alors l'intensité des raies  $H_{\alpha}$ ,  $D_1$  et  $D_2$ .

Pour ce qui est de la raie  $H_{\alpha}$ , ses résultats sont en contradiction avec ceux de R. Ladenburg<sup>(3)</sup>, qui obtient des courbes d'intensité

---

(1) G. LEIMBACH, *Zeitsch. f. Wiss. Photogr.*, VII, 174; 1909.

(2) PARKHURST, *Astrophys. Journ.*, XXXIII, 33; 1909.

(3) LADENBURG, *Physikal. Zeitschr.*, XII, 5; 1911; *J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I, p. 164; 1911.

symétriques, alors que Brotherus met en évidence dans cette même raie deux maximums distants de 0,124 U. Å. et à peu près doubles l'un de l'autre.

Enfin Brotherus a étudié la structure du doublet du sodium, en déterminant la concentration dans la flamme par un pulvérisateur de Gouy; les concentrations variaient comme les nombres 1, 2, 8 et 32 et les quatre clichés étaient pris sur la même plaque. Les résultats ont été représentés par des courbes d'intensité. La première est constituée par deux courbes en cloche séparées par un large intervalle obscur; dans les seconde et troisième courbe, les deux raies s'élargissent et présentent chacune deux maximums d'intensité (phénomène du renversement spontané). Finalement les deux courbes se rejoignent dans la quatrième: autrement dit, il existe bien un minimum entre les deux doubles raies D, mais ce minimum n'est pas nul.

Le phénomène du renversement spontané des raies découle de la théorie électromagnétique, qui conduit à la formule suivante pour le pouvoir émissif E :

$$E = \frac{4n\epsilon \left[ 1 - \exp. \left( -\frac{4\pi n\kappa l}{\lambda} \right) \right]}{K - (K - N) \exp. \left( -\frac{4\pi n\kappa l}{\lambda} \right)},$$

si l'on pose

$$K = (1 + n)^2 + n^2\kappa^2$$

et

$$N = 4n(1 + \kappa^2),$$

où  $n$  est l'indice de réfraction,  $\kappa$  l'indice d'extinction et  $l$  l'épaisseur de la flamme;  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $\epsilon$  le pouvoir émissif du corps noir à l'intérieur de la région envisagée, pouvoir émissif qu'on peut considérer comme constant. Lorsque la quantité  $\frac{n\kappa l}{\lambda}$  croît suffisamment pour que l'exponentielle ne soit pas négligeable devant l'unité, il se produit un *minimum* lorsque  $n\kappa$  est grand; au contraire, si  $\kappa$  et  $\frac{n\kappa l}{\lambda}$  est très petit, il y a alors un *maximum*.

L'auteur se propose de continuer ses intéressantes expériences, en étudiant la dissymétrie qui est commune à toutes ces courbes, ainsi que l'influence de l'effet Zeeman, dans le cas compliqué dont il a été question plus haut.

E. O'CONNOR. — Sur le spectre de l'arc de Poulsen. — P. 196-198.

Mesures faites avec un générateur de Poulsen situé à la station de télégraphie sans fil du collège d'Armstrong ; emploi d'un spectrographe de longueurs d'onde de Hilger ; reproduction de quelques photogrammes obtenus entre 4.000 et 6.500 U. Å.

MAX BORN et RUDOLF LADENBURG. — Sur le quotient du pouvoir émissif des corps fortement absorbants par leur pouvoir absorbant. — P. 198-202.

La théorie du rayonnement repose essentiellement sur l'application à l'énergie rayonnante des principes de la thermodynamique. Une théorie générale de l'optique doit concilier la théorie électromagnétique de Maxwell complétée par Lorentz avec l'ensemble de l'énergétique. Une première difficulté s'est déjà présentée à propos du spectre d'émission du corps noir, ce qui a conduit Max Planck à proposer l'hypothèse des éléments d'action.

Les auteurs du présent travail insistent sur une difficulté différente : la théorie de Maxwell suppose essentiellement l'existence de trains d'ondes réguliers, alors que la thermodynamique considère toujours un grand désordre dans le phénomène périodique, le mot désordre étant entendu au sens statistique.

Born et Ladenburg indiquent une conséquence curieuse de la théorie électromagnétique. Si l'on définit, en effet, l'intensité de rayonnement comme étant la valeur moyenne dans le temps du vecteur radiant de Poynting pour des trains d'ondes réguliers, la relation

$$1 - \rho = \delta$$

entre l'intensité réfléchie  $\rho$  et l'intensité transmise  $\delta$  n'est plus rigoureusement applicable au cas des milieux fortement absorbants.

Ils reprennent, en la complétant, la théorie mathématique de l'extinction indiquée par Drude et par Voigt. En particulier, ils montrent que si l'épaisseur traversée est faible, l'égalité ci-dessus est valable, quelle que soit la valeur du coefficient d'extinction.

Les auteurs concluent en pensant que l'on pourrait démontrer

d'une manière générale la relation entre les intensités réfléchie et réfractée à partir de la théorie de Maxwell, et cela en suivant une marche analogue à celle qu'ils indiquent dans le présent mémoire.

MARCEL BOLL.

H. GREINACHER. — Récipient d'ionisation pour la mesure des rayons du radium et de Röntgen. — P. 209-214.

Les résultats discordants obtenus par différents expérimentateurs dans des mesures d'ionisation par le radium et les rayons Röntgen — écarts qui sont dus souvent à la forme du récipient — ont conduit à utiliser des récipients hémisphériques. H. Greinacher étudie la forme qui convient le mieux pour la seconde électrode.

*A priori*, une électrode annulaire semble devoir mieux convenir qu'une électrode rectiligne ; par contre, cette dernière est plus simple à construire.

Par des expériences comparatives, faites avec les rayons  $\alpha$  ou  $\beta$  dans des conditions variées, l'auteur montre qu'une électrode rectiligne, convenablement utilisée, conduit aux mêmes résultats qu'une électrode annulaire.

M. BARRÉE.

---

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL ;

Vol. XXXIII ; n° 1, janvier 1911.

J. EVERSLED. — Sur la vitesse angulaire de rotation d'une proéminence très persistante. — P. 1-7.

Cette proéminence a persisté pendant plus de trois révolutions du Soleil. La vitesse de rotation des masses gazeuses qui la forment (calcium et hydrogène) a varié d'une apparition à l'autre, dépassant dans la première de 5 0/0 et dans la deuxième de 11 0/0 la vitesse de rotation de la photosphère.

GORDON SCOTT FULCHER. — La production de la lumière par les rayons-canaux.  
P. 28-37.

Deux phénomènes importants renseignent sur la nature des rayons-canaux : leur déviation magnétique et électrostatique observée par Wien, et l'effet Doppler découvert par Stark. L'expérience de Wien permet de calculer la vitesse et la valeur moyenne de la charge des constituants ; l'effet Stark donne directement leur vitesse radiale. Par la discussion des résultats expérimentaux de Wien, J.-J. Thomson, Stark, Paschen et d'autres, l'auteur avait conclu que les vitesses déduites des deux effets sont très différentes ; il semblait donc nécessaire d'admettre que les rayons-canaux ne sont pas la source principale de la radiation montrant l'effet Stark, qui ne pourrait provenir alors que des molécules du gaz, frappées par les rayons-canaux. Cette hypothèse conduit à des conclusions qui concordent dans leurs détails essentiels avec l'effet Stark observé, si l'on admet, d'après l'auteur :

1° Que l'intensité de la lumière émise, résultant des chocs, soit proportionnelle à l'énergie transmise à la molécule frappée ;

2° Que la molécule frappée ne produise de lumière que si l'énergie qui lui est transmise dépasse un certain minimum supposé égal à celui nécessaire pour produire l'ionisation ;

3° Que la molécule frappante n'émette pas de radiations présentant l'effet Stark.

De ces trois assertions, l'auteur ne démontre les deux dernières que par des calculs de statistique et de probabilité assez obscurs, mais il démontre la première par des expériences assurément très importantes.

L'appareil à rayons-canaux dont il se sert est formé de deux chambres de verre scellées de part et d'autre d'une plaque d'aluminium servant de cathode, et percée d'un trou unique. La chambre à décharge est reliée à un réservoir générateur de gaz à pression constante ; la chambre à rayons-canaux, à une pompe Gaede. Par le jeu de la pompe et le réglage de l'écoulement du gaz, on peut maintenir dans les deux chambres des pressions constantes, mais différentes. En arrêtant la pompe, la pression dans la chambre des rayons-canaux devient égale à celle qui existait dans la chambre à décharge.

Dans ces deux expériences, les conditions de la décharge et, par

suite, la vitesse et le flux des rayons-canaux, restent les mêmes ; ce qui change, c'est la pression du gaz dans la chambre des rayons-canaux, par suite le nombre des molécules frappées. L'étude photométrique des photographies du flux de rayons-canaux obtenu dans des conditions de pression dans la seconde chambre de  $0^{\text{mm}},005$  et  $0^{\text{mm}},1$  montre que son intensité lumineuse varie proportionnellement à la pression, c'est-à-dire au nombre de chocs.

Dans une seconde série d'expériences, l'auteur recherche comment varie l'intensité lumineuse du faisceau de rayons-canaux avec l'énergie du flux. Il place pour cela dans la chambre des rayons-canaux un cône d'argent sur lequel est soudé un couple thermo-électrique et qui peut recevoir la totalité du flux. Il peut mesurer ainsi, pour différentes chutes de potentiel cathodique, l'énergie du flux de rayons-canaux. Pour les mêmes chutes de potentiel, il mesure, comme dans les premières expériences, l'intensité lumineuse du faisceau. Les deux courbes ainsi obtenues sont presque superposables. L'intensité lumineuse du faisceau est donc proportionnelle à l'énergie du flux, par suite à l'énergie transmise à la molécule frappée.

Les mesures photométriques de l'auteur ont porté sur la totalité des radiations des faisceaux des rayons-canaux ; or, dans le spectre de ces rayons, seules les raies sériées montrent l'effet Stark. Comme elles sont plusieurs fois plus intenses que les autres raies, l'auteur pense que ses conclusions peuvent s'appliquer sans erreurs sensibles à ces radiations sériées seules.

E.-A. FATH. — Les spectres des nébuleuses spirales et des amas globulaires.  
P. 58-63.

Ces spectres montrent tous les états intermédiaires entre ceux qui ne possèdent que les raies brillantes des nébuleuses gazeuses et ceux semblables au spectre du Soleil.

WALTER-S. ADAM. — Quelques résultats d'une étude des spectres de Sirius, Procyon et Arcturus, avec une grande dispersion. — P. 64-71.

L'auteur recherchait s'il était possible de mettre en évidence des différences dans les déplacements des diverses raies des spectres de ces astres et par suite d'obtenir quelques renseignements sur la pression de leurs atmosphères.

Il a trouvé que, dans les spectres de Sirius et de Procyon, les raies renforcées sont déplacées vers le rouge, tandis que les raies d'arc le sont vers le violet. Dans le spectre d'Arcturus, les raies du fer sont déplacées vers le rouge par rapport à celles des autres éléments. Ces résultats concordent avec les études solaires et avec des études de laboratoire (Gale au mont Wilson) pour montrer que la pression de l'atmosphère de Sirius est plus grande d'environ 12 atmosphères que celle de la couche renversante du Soleil, celle de Procyon de 7 atmosphères.

R.-W. WOOD et R.-H. GALT. — La fluorescence cathodique de la vapeur de sodium. — P. 72-80.

Les auteurs ont trouvé que les rayons cathodiques excitent dans la vapeur de sodium, en plus de la fluorescence verte, un nouveau spectre des bandes, entièrement différent des spectres d'arc de flamme ou d'étincelle, et sans relation avec les spectres d'absorption, de fluorescence, ou de rotation magnétique.

Il contient une série de bandes dans le rouge et le jaune, deux bandes non résolues dans le bleu et le violet, et un grand nombre de raies nouvelles dont quelques-unes semblent coïncider avec les raies d'étincelle.

C.-E. KENNETT MEES. — Sur la relation entre le diamètre de l'image photographique d'un point et la pose qui l'a produite. — P. 81-84.

On sait que les images photographiques des étoiles ou des raies spectrales ont des dimensions qui dépendent du temps de pose. Les résultats expérimentaux de l'auteur montrent que les dimensions d'une petite image sont proportionnelles aux logarithmes des temps de pose; les astronomes admettaient plutôt que ce sont les racines carrées des diamètres des images stellaires, qui sont proportionnelles à ces logarithmes. L'auteur pense, ce qui est d'ailleurs généralement admis, que la loi photographique se trouve alors modifiée par les conditions de formation des images dans les lunettes.

Étalons secondaires de longueur d'onde du système international dans le spectre d'arc du fer. — Vol. XXXII, p. 215, et vol. XXXIII, p. 85.

A la quatrième réunion de l'Union internationale des recherches solaires, tenue au mont Wilson, il a été convenu d'adopter, comme étalons secondaires de longueurs d'onde, la moyenne des valeurs obtenues par trois observateurs différents, appliquant les méthodes interférentielles, pour les longueurs d'onde de certaines raies du spectre d'arc du fer. Nous donnons ci-dessous les longueurs d'ondes adoptées, résultant des mesures de MM. Fabry et Buisson à Marseille, Eversheim à Bonn et Pfund à Baltimore.

Les longueurs d'ondes mesurées dans ce nouveau système seront désignées dans l'avenir par le symbole « I. A. ».

4 282,408	4 647,439	5 012,073	5 405,780	6 065,492
4 315,089	4 691,417	5 049,827	5 434,527	6 137,701
4 352,741	4 707,288	5 083,344	5 455,614	6 191,568
4 375,934	4 736,786	5 110,415	5 497,522	6 230,734
4 427,314	4 789,657	5 167,492	5 506,784	6 265,145
4 466,556	4 859,758	5 192,363	5 569,633	6 318,028
4 494,572	4 878,225	5 232,957	5 586,772	6 335,341
4 531,155	4 903,325	5 266,569	5 615,661	6 393,612
4 547,853	4 919,007	5 302,315	5 658,836	6 430,859
4 592,658	4 966,104	5 324,196	5 763,013	6 494,993
4 602,947	5 001,881	5 371,495	6 027,059	

N° 2 ; Mars 1911.

C.-E. MENDENHALL. — Sur le pouvoir émissif des cavités en forme de coin et sur leur emploi dans la mesure des températures. — P. 91-97.

La plus grande difficulté des recherches sur les propriétés du rayonnement des corps réside dans la détermination de la température vraie de leur surface. L'auteur propose de donner aux corps étudiés la forme d'une lame mince repliée sur elle-même et d'élever sa température en la faisant traverser par un courant électrique. Si l'épaisseur de la lame est bien constante, la température qu'elle prend sous l'influence du courant est constante, sauf à ses deux extrémités, et l'intérieur du coin est un véritable corps noir dont on peut déterminer la température à l'aide de la loi de Stefan-Boltzman ou de l'équation de Wien. L'auteur montre que la température de la surface extérieure du coin, celle dont on veut étudier le rayonnement,



est, aux environs de  $1.600^{\circ}$ , la même à un degré près que la température de la surface intérieure. Dans le dessin qu'il donne, la longueur de la lame est de 25 millimètres ; les deux feuillets repliés font un angle de  $10^{\circ}$  ; leur largeur est de 3 à 5 millimètres et leur épaisseur de  $0^{\text{mm}},035$ .

THEODORE LYMAN. — Spectres de quelques gaz dans la région de Schumann. P. 98-107.

Ce mémoire contient les résultats de recherches sur la nature du rayonnement de l'oxygène, de l'hydrogène, de l'azote, de l'hélium et de l'argon dans la région de très courtes longueurs d'ondes.

Pour l'hélium et l'oxygène, l'auteur n'a pu découvrir aucune raie de longueur d'onde inférieure à  $\lambda 1900$ .

L'azote possède deux spectres dans cette région : l'un est formé de bandes faibles dont les arêtes se trouvent du côté le plus réfrangible du spectre, il est produit par des décharges non condensées ; l'autre comprend deux couples de raies fines ; faiblement visible avec le premier spectre ; il se renforce par l'introduction de capacités dans le circuit.

Le spectre rouge de l'argon ne possède pas de raies dans cette région ; le spectre bleu en a un nombre considérable.

Contrairement à Schumann, l'auteur n'a pas pu trouver dans le spectre de l'hydrogène de raies du type de celles représentées par la formule de Balmer. Mais il y a découvert cinq groupes de cinq raies entre  $\lambda 1650$  et  $\lambda 1450$ . Ces raies sont visibles dans l'argon contenant des traces d'hydrogène. Elles disparaissent avec l'hydrogène. Elles y sont plus intenses avec des électrodes d'aluminium qu'avec des électrodes de fer ou de cuivre. L'introduction d'une capacité les fait disparaître. Des traces d'hydrogène dans de l'azote, de l'oxygène et de l'hélium ne peuvent les produire. Elles apparaissent dans de l'hydrogène pur, quelles que soient les électrodes employées, mais elles y sont superposées à un grand nombre d'autres raies.

FRÉDÉRIC SLOCUM. — Mouvements généraux de l'atmosphère solaire, indiqués par les proéminences. — P. 108-114.

L'atmosphère solaire a une tendance à se mouvoir vers les pôles dans les latitudes moyennes, vers l'équateur dans les hautes latitudes et parallèlement à l'équateur dans les latitudes nulles.

*J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I. (Avril 1911.)

24

J.-HARRY CLO. — Effet de la température sur l'ionisation d'un gaz. — P. 115-124.

L'auteur a étudié la vitesse de décharge d'une tige métallique soumise aux rayons  $\gamma$  du radium et placée dans une chambre cylindrique d'acier, pleine d'air ou d'hydrogène, dans différentes conditions de température de cette chambre. Il a trouvé que jusqu'à 600° C. l'ionisation de l'air est indépendante à 0,2 0/0 près de la température. Pour l'hydrogène la même indépendance a lieu jusqu'à 430° C.

C.-G. ABBOT et L.-B. ALDRICH. — L'échelle pyrhéliométrique. — P. 125-129.

Courte note sur deux pyrhéliomètres étalons construits par M. Abbot. Les auteurs pensent que leurs données sont exactes à moins de 1 0/0 près. Ils pensent, sous toutes réserves, que l'unité de pyrhéliométrie fournie par les nouveaux pyrhéliomètres d'Angström dépasse d'environ 5,5 la vraie calorie.

SÉBASTIEN ALBRECHT. — Sur une méthode quantitative pour déterminer les types spectraux des étoiles brillantes. — P. 130-140<sup>e</sup>.

L'auteur a remarqué que les longueurs d'ondes de certaines raies spectrales varient dans les différents spectres stellaires, d'une manière progressive, du type F au type Mb. Il propose de prendre cette variation des longueurs d'ondes comme base de la classification des spectres stellaires.

Les raies dont les longueurs sont ainsi variables sont en réalité des raies multiples que les spectroscopes stellaires ne peuvent séparer, et dont les composantes changent d'intensités relatives d'une classe de spectres à une autre.

JULES BAILLAUD.

## ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE ;

T. XXVI ; 1911.

OTTO RUFF. — La transparence lumineuse des mélanges de plusieurs substances absorbantes. — P. 21-57.

Cette étude donne une méthode spectrométrique pour la recherche des combinaisons définies.

Si, à une solution de  $Az^4S^4$  dans l'ammoniac liquide, on ajoute des quantités croissantes de  $H^2S$ , la transparence de la solution pour une longueur d'onde déterminée varie avec la proportion de  $H^2S$  et passe par une série de cinq minima et quatre maxima ; les concentrations en  $H^2S$  qui leur correspondent sont les mêmes pour les six longueurs d'onde utilisées.

Ces résultats peuvent s'expliquer en partant de la loi de Beer :

$$\frac{I}{I_0} = a^y d,$$

$y$  étant la concentration,  $d$  l'épaisseur et  $a$  un coefficient dépendant de la nature du corps. Il suffit d'admettre que  $Az^4S^4$  et  $H^2S$  peuvent réagir de façon à donner naissance à toute une série de combinaisons moléculaires ; à chacun correspond un maximum ou un minimum que l'on peut calculer en fonction des constantes d'équilibre des réactions ; inversement, la courbe de variation de la transparence étant tracée par l'expérience, on peut en déduire les formules approchées des différentes combinaisons. Ainsi, dans le cas étudié, on a successivement  $Az^4S^4, 4H^2S$ , puis  $Az^4S^4, 5H^2S$ , puis  $Az^4S^4, 6H^2S$ , etc. L'existence de cette dernière  $S^{10}, 4AzH^3$  résulte aussi des courbes de fusion du système soufre-ammoniac.

Des études analogues ont été faites sur : 1° les chlorures de Ni et Co ; 2° le bleu de méthylène et l'azobenzène ; 3° le bleu de méthylène et le méthylorange ; 4° le brome et l'iode. Dans ce dernier cas, la courbe ne montre pas sûrement l'existence du composé BrI.

MARC. — Remarque au sujet d'un travail de Schmidt sur l'absorption des solutions. — P. 58-66.

Dans son travail [*Z. f. ph. Ch.*, t. LXXIV, p. 689 (1910)], Schmidt, en étudiant l'absorption de nombreuses substances par le charbon,

retrouve le résultat de Marc que la faculté d'absorption admet un maximum, mais que la courbe de variation est continue. En reprenant les résultats, Marc montre que ce fait est contraire à la loi de Freundlich et que la courbe devient une horizontale à partir de ce maximum.

VAN LAAR. — Les systèmes simples et non simples de thermodynamique chimique. — P. 67-74.

Étude critique sommaire des théories de Lewis et surtout de Washburn; elles sont plus compliquées que celle de Gibbs et lui sont identiques au fond.

COHEN. — La thermodynamique de l'élément normal (5<sup>e</sup> communication). P. 75-78.

La différence trouvée pour l'énergie chimique de l'élément Weston entre la valeur que donne la thermodynamique et celle que donnent les mesures de f. é. m. est due à ce que le coefficient  $\frac{dE}{dT}$  est mal connu.

GALEOTTI. — Recherches dilatométriques dans les hydrolyses. — P. 105-126.

Les différentes hydrolyses étudiées (celles du sucre, de l'acétate d'éthyle de l'amidon, des peptones, des protéines) sont accompagnées d'une diminution de volume, qu'elles soient produites par les ferments spécifiques ou par les ions H. La diminution de volume marche parallèlement à la réaction et peut lui servir de mesure; elle donne pour la constante des vitesses les mêmes résultats que les autres méthodes. Elle est égale à la différence du volume occupé par une molécule d'eau libre et du volume qu'elle occupe après avoir été partagée entre les produits de l'hydrolyse.

A. SÈVE.

## ÉNERGIE ET TEMPÉRATURE (1) ;

Par M. MAX PLANCK.

Invité à présenter, en ce lieu illustré par une série d'excellentes découvertes scientifiques, une des questions qui ont fait l'objet de mes propres travaux, je crois répondre de mon mieux à l'honneur qui m'est fait, en exposant devant vous un problème qui se trouve précisément au centre des recherches thermodynamiques, le problème de la *relation entre la température et l'énergie*. J'ai choisi ce sujet d'autant plus volontiers qu'il me fournit l'occasion d'apporter mon tribut de louanges, dans la ville même où il a exercé son action, à la mémoire de l'immortel *Henri-Victor Regnault*, à qui la thermodynamique doit la détermination de ses données numériques les plus importantes, et dont le monde des physiciens achève à peine de fêter le centenaire.

Quand on regarde de loin, la question des rapports entre la température et l'énergie semble des plus simples et des plus élémentaires ; et elle paraît aussi facile à résoudre qu'à poser. J'espère pouvoir néanmoins montrer que réellement il n'en est pas ainsi. En réalité, ce problème recèle de grandes difficultés et des énigmes mystérieuses. Enfin tout récemment, un point de vue nouveau s'est fait jour, qui nous permettra d'approcher un peu plus près de la solution définitive de ce problème fondamental de la thermodynamique.

On n'a jamais trop répété que les recherches exactes en thermodynamique datent de l'époque à laquelle on a su distinguer les concepts de température et de quantité de chaleur. Le *thermomètre* et le *calorimètre* sont devenus les instruments de mesure les plus importants de la thermodynamique. Tous deux ont reçu avec le temps des perfectionnements remarquables, et avec la précision des mesures est allée de pair la précision des définitions, sans laquelle la mesure la plus délicate n'aurait aucune valeur. En effet, tandis que la *chaleur* était présentée comme une forme particulière de l'énergie, et que la connaissance de l'équivalent mécanique de la chaleur permettait de l'exprimer en quantités absolues d'énergie,

---

(1) Conférence faite à la Société française de Physique, le 21 avril 1911.

*J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I. (Mai 1911.)

une définition de la *température* parfaitement exacte et propre aux mesurages de précision, était déduite de l'application à la chaleur moléculaire, d'une part, à la chaleur rayonnante d'autre part, du second principe de la thermodynamique, le principe de *Carnot-Clausius*. Nous pouvons donc admettre à bon droit que les quantités de chaleur, aussi bien que les températures, peuvent être déterminées avec une précision, limitée seulement par la qualité des instruments, dont le perfectionnement se poursuit d'ailleurs sans cesse.

Mais s'il semble possible de résoudre cette première question avec toute l'approximation désirable, il nous reste encore à nous demander quelle est la relation générale qui existe entre la température et l'énergie. — En se plaçant simplement au point de vue de l'énergétique, on pourrait dire peut-être : « La température est un facteur de l'énergie. La température est à l'énergie calorifique ce que la force est au travail mécanique et ce que le potentiel est à l'énergie électrique. La différence de température de deux corps indique le sens des échanges de chaleur entre ces deux corps, exactement de la même façon que la force mécanique donne la direction du mouvement, ou la différence de potentiel le sens du courant électrique. »

Mais, en parlant de la sorte, on néglige un point essentiel. Le mouvement peut se faire aussi bien dans le sens opposé à la force, un courant électrique peut circuler dans le sens opposé à la chute de potentiel, tandis qu'un flux d'énergie calorifique se produisant en sens contraire de la chute de température est absolument impossible. L'existence d'une grandeur douée des propriétés que possède la température, est déjà un fait unique dans toute la physique. Le fait, que deux corps, en équilibre calorifique avec un troisième, sont encore en équilibre calorifique entre eux, n'est pas un fait qui va de soi-même, c'est une circonstance très remarquable et très importante. En effet, il ne se rencontre rien d'analogue dans le cas des équilibres électriques. On le reconnaît de suite lorsque, prenant une baguette de cuivre et une autre de zinc, on les plonge par un bout dans de l'acide sulfurique étendu, et qu'on réunit alors les deux autres bouts par un conducteur métallique. On n'obtient pas un état d'équilibre, mais un courant électrique, qui dure jusqu'à ce que la surface du cuivre se soit notablement modifiée.

On sait que toutes les relations particulières exprimant les équi-

libres thermodynamiques peuvent être établies, d'une façon complète et absolument conforme avec l'expérience, en partant du second principe de la thermodynamique. Mais, dans le problème qui nous occupe, nous n'avons pas affaire seulement avec ce principe. La thermodynamique pure reste digne de tous nos suffrages, — elle a enrichi la science physique de découvertes inestimables, — mais il ne nous est plus possible et nous n'avons plus le droit de nous en tenir à ce qu'elle nous apprend. Car elle nous renseigne aussi peu sur les grandeurs et les relations entre les grandeurs des constantes caractéristiques des propriétés thermodynamiques des corps, que sur le temps nécessaire à l'évolution des phénomènes irréversibles, tels que la conduction et le rayonnement calorifique, la diffusion et les réactions chimiques. D'après la thermodynamique pure, le rapport des deux chaleurs spécifiques pourrait être 2 aussi bien que 100, et la conductibilité calorifique d'un gaz pourrait être indifféremment 100.000 fois plus grande ou 100.000 fois plus petite que celle d'un métal.

Dans l'occurrence, les considérations atomistiques sont les seules qui nous puissent mettre en avant; et, au premier rang, vient la *théorie cinétique* des gaz. Cette théorie nous enseigne, comme conséquence de la loi de *Gay-Lussac* et *Avogadro*, que la température d'un gaz parfait est représentée par l'énergie moyenne du mouvement de chaque molécule, quel que soit le poids moléculaire.

Cette loi, simple et facilement accessible à l'intuition, semble déjà apporter un peu de lumière dans la grosse question que nous avons posée de la relation entre l'énergie et la température. Elle est en effet évidemment susceptible d'être généralisée pour les cas des gaz non parfaits, des vapeurs, des liquides et des solides. Il suffit d'admettre seulement qu'il y a équilibre calorifique entre deux corps quand les molécules particulières des deux corps, placés l'un contre l'autre, possèdent la même énergie moyenne de mouvement. Il est facile de s'en rendre compte, en se représentant que les molécules des deux corps se choquent mutuellement et échangent ainsi leurs énergies, de telle sorte que finalement il s'établit un certain équilibre statistique, dans lequel les énergies moyennes des mouvements se sont égalisées de part et d'autre.

En fait, *L. Boltzmann* et *J.-W. Gibbs*, s'aidant de considérations relatives aux probabilités, sont arrivés à déduire des équations générales de *Hamilton* une loi générale, qu'on appelle aujourd'hui

*principe de l'équipartition de l'énergie.* Il résulte de cette loi que, dans un équilibre statistique quelconque relatif à un système dépendant d'un grand nombre de variables, à chaque variable indépendante qui influe sur l'énergie du système doit être attribuée la même quantité d'énergie.

Or parmi les variables indépendantes caractéristiques de l'état d'un corps solide, liquide ou gazeux, il faut toujours compter, d'après la théorie cinétique, les composantes de la vitesse de ses molécules. Par suite, dans un système constitué par un nombre quelconque de corps solides, liquides ou gazeux et se trouvant en état d'équilibre statistique, l'énergie moyenne correspondant à chaque composante de la vitesse de chaque molécule est la même, d'après la loi de l'équipartition de l'énergie, pour tout l'ensemble du système. Il est donc évident que la condition thermodynamique de l'équilibre calorifique se trouve en parfait accord avec la loi de la mécanique statistique, si la température d'un corps est prise, d'une façon tout à fait générale, comme la mesure de l'énergie cinétique moyenne d'une composante quelconque de la vitesse de l'une quelconque de ses molécules, ou, pour parler d'une façon plus générale encore, comme la mesure de l'énergie moyenne, correspondant à l'une quelconque des variables indépendantes caractéristiques du corps.

De cette sorte il semble bien que la loi de l'équipartition de l'énergie contienne la réponse définitive à la question de la relation entre l'énergie et la température ; et l'on doit avouer que l'extrême simplicité de cette loi, d'ailleurs toute intuitive, devait facilement amener les physiciens à lui attribuer un rôle fondamental dans la thermodynamique. Et cette manière de voir s'autorise encore de diverses vérifications frappantes qu'elle a rencontrées.

Si la température exprime en même temps l'énergie moyenne, correspondant à une variable particulière, on obtiendra l'énergie totale d'un corps, en multipliant sa température par le nombre des variables indépendantes qui déterminent son état. La capacité calorifique à volume constant est alors donnée immédiatement par le nombre de ses variables indépendantes, ou autrement dit par le nombre de degrés de liberté du corps en question. Circonstance encore plus particulière, avec les unités ordinairement employées pour la quantité de la chaleur, la température et la molécule-gramme, la chaleur moléculaire a encore une valeur numérique égale au nombre de degrés de liberté de la molécule réelle.



Dans la cas d'un gaz monoatomique par exemple, si l'on considère les atomes comme des points matériels, et si l'on fait abstraction de leurs attractions mutuelles, les seuls degrés de liberté, qui interviennent dans l'expression de l'énergie, sont les trois composantes de la vitesse de l'atome. Par suite, avec les unités usuelles, la chaleur atomique d'un tel gaz considéré sous un volume constant est égale à 3. Dans le cas d'un corps solide, au contraire, il faut ajouter, aux trois composantes de la vitesse d'un atome, les trois coordonnées qui mesurent le déplacement de l'atome par rapport à la position d'équilibre et déterminent ainsi son énergie potentielle. Par suite la chaleur atomique d'un corps solide est égale à 6, ce qui s'accorde d'assez près avec la loi de *Dulong et Petit*. Les écarts par rapport à cette loi, et en particulier l'accroissement de la chaleur spécifique avec la température, observé pour toutes les substances, s'expliqueraient par l'introduction de nouveaux degrés de liberté, dus à un plus grand relâchement des liaisons de l'atome dans le groupement moléculaire. Le fait que cet accroissement ne se produit pas brusquement, mais se poursuit d'une façon continue, serait dû à ce que les liaisons moléculaires ne se relâchent pas toutes simultanément, mais seulement petit à petit.

Après ces succès remarquables, il n'est pas étonnant que *Boltzmann* ait fait du principe de l'équipartition de l'énergie le centre de la théorie cinétique de la chaleur, et que, aujourd'hui encore, de nombreux physiciens inclinent vers la même manière de voir, et s'en remettent sans crainte à l'avenir, pour la solution des difficultés particulières et des contradictions qui subsistent encore. Il me sera facile cependant de montrer que ce point de vue ne peut plus se soutenir aujourd'hui, et que de nouvelles expériences, jointes à d'autres plus anciennes et connues depuis longtemps déjà, nous contraignent de retirer à la loi de l'équipartition de l'énergie son rôle de principe fondamental de l'équilibre calorifique statistique.

Je commence par les difficultés les plus anciennes. Une molécule biatomique, comme celle de l'oxygène, de l'hydrogène ou de l'azote, possède, si on considère les atomes comme des points matériels parfaitement libres, 9 degrés de liberté, savoir : les 6 composantes des vitesses des deux atomes et les 3 projections de la distance des atomes sur les trois axes de coordonnées. Or la chaleur moléculaire à volume constant n'est pas 9, comme on devrait s'y attendre, mais seulement 5. Et il en est ainsi dans tous les cas analogues. La cha-

leur moléculaire est toujours plus petite que celle qu'on déduirait du nombre des degrés de liberté. Ce n'est d'ailleurs pas encore tout. La molécule d'un gaz monoatomique, de la vapeur de mercure par exemple, n'est certainement pas un simple point matériel. Il suffit, pour s'en convaincre, de jeter un coup d'œil sur le spectre du mercure avec ses raies fines innombrables. Si chacune de ces raies correspondait seulement à un degré de liberté, dans le sens de la théorie statistique de la chaleur, la chaleur atomique à volume constant de la vapeur de mercure ne devrait pas être égale à 3, comme c'est le cas, mais dépasser 4.000.

On comprend que ces difficultés n'aient pas échappé à *Boltzmann*, et qu'il ait cherché à se rendre compte de la multitude embarrassante de ces degrés de liberté, qui refusaient d'une façon si opiniâtre à se mettre en évidence par les mesures calorifiques. Or il était impossible d'interpréter les faits, de façon à éliminer ces degrés de liberté. Il essaya donc d'expliquer l'extraordinaire faiblesse de l'influence que les mouvements des atomes à l'intérieur de la molécule exercent sur la chaleur spécifique de cette molécule, par un retard dans l'établissement de l'équilibre statistique parfait. Il supposa que, pendant le temps nécessaire à la mesure de la chaleur spécifique, les vibrations des éléments de la molécule n'arrivent pas à produire des modifications sensibles, et que l'équilibre calorifique ne s'établit que plus tard et très lentement à mesure que se poursuit le mouvement de la molécule, de sorte que le phénomène n'est plus accessible à l'observation. D'après cette manière de voir, la température d'un gaz, absolument à l'abri de tout échange de chaleur avec l'extérieur, devrait lentement se modifier d'elle-même. Or on n'a jamais observé le moindre indice d'un pareil phénomène. Au contraire, la mesure des chaleurs spécifiques au moyen des rapides vibrations sonores a donné exactement les mêmes résultats que les mesures calorimétriques directes.

Encore plus difficile est la situation dans le cas des corps solides, de ceux en particulier, qui sont bons conducteurs de la chaleur et de l'électricité : les métaux. D'après la théorie nouvelle des électrons, qui s'est trouvée vérifiée dans tant de ses conséquences diverses, on admet que les porteurs de la chaleur et de l'électricité, évoluant par conductibilité, sont des électrons appelés électrons libres, qui peuvent circuler entre les molécules du métal. Si à un pareil électron on attribuait, comme il convient à un électron qui mérite réellement

le beau nom de « libre », les 3 degrés de liberté correspondant aux trois composantes de sa vitesse, la chaleur moléculaire d'un métal devrait toujours être sensiblement plus grande que 6.

Dans tous les exemples apportés jusqu'ici la contradiction reste en quelque sorte latente; et l'on pouvait toujours espérer qu'une heureuse modification du principe permettrait de lever encore une fois la difficulté. La première fois que la loi de l'équipartition de l'énergie entra ouvertement en conflit avec l'expérience, ce fut lorsqu'on voulut l'appliquer aux lois du rayonnement du corps noir. La chaleur rayonnante nese mesure pas seulement d'une façon plus précise que la chaleur de conduction, mais encore, grâce à l'analyse spectrale, elle peut être étudiée dans ses caractères les plus délicats, alors que la chaleur de conduction se présente toujours comme un tout insécable. C'est pourquoi il était réservé aux recherches instituées dans le domaine de la chaleur rayonnante d'apporter un peu plus de clarté dans l'étude de la relation entre la température et l'énergie.

*J.-H. Jeans* a, je le crois, démontré d'une façon irréfutable que la loi de l'équipartition de l'énergie, appliquée aux phénomènes du rayonnement calorifique, conduit à une distribution de l'énergie dans le spectre normal, caractérisée par le fait que l'intensité dans le spectre est proportionnelle à la température, et inversement proportionnelle à la quatrième puissance de la longueur d'onde. Savoir: plus petite est la longueur d'onde et plus grande, par suite, est la fréquence de vibration, plus grand sera le nombre de degrés de liberté, auxquels correspond un rayonnement, distribué sur une largeur spectrale déterminée.

On voit de suite que cette loi de distribution de l'énergie ne conduit pas à une distribution de l'énergie réellement déterminée pour toute l'étendue du spectre, et qu'elle ne correspond pas par conséquent à la possibilité d'aucun équilibre thermodynamique véritable. En effet, pour qu'un tel équilibre pût être réalisé, il faudrait dans tous les cas que l'intensité du spectre arrive à un maximum, puis décroisse de nouveau et aille finalement en s'évanouissant, quand décroît la longueur d'onde. *Jeans* n'en conclut pas néanmoins que la loi de l'équipartition de l'énergie ne pouvait pas être maintenue; mais, suivant la voie que *Boltzmann* avait déjà indiquée, il chercha une issue dans la considération de l'évolution dans le temps du phénomène du rayonnement. D'après lui, lorsqu'un rayonnement a lieu

dans une enceinte vide, on n'arrive pas à un véritable équilibre thermodynamique, mais il doit se former sans cesse des radiations de très courte longueur d'onde, qui sont diffusées à l'extérieur, à la manière des rayons Röntgen durs. Mais cette conception se justifie encore plus difficilement que celle de *Boltzmann*. En effet, comme l'ont démontré *O. Lummer* et *E. Pringsheim*, elle est en contradiction directe avec toutes les expériences. Et, comme toute autre issue est fermée, la généralité de la loi de l'équipartition de l'énergie se trouve battue en brèche pour la première fois.

On peut d'ailleurs le faire ressortir encore plus clairement. Les chaleurs spécifiques des corps solides présentent une tendance persistante à décroître en même temps que la température; et, tout récemment, *W. Nernst* a montré, soit expérimentalement par des mesures poursuivies jusqu'à la température d'ébullition de l'hydrogène, soit théoriquement par application de son nouveau théorème thermodynamique : les chaleurs spécifiques de tous les corps solides et liquides convergent vers une valeur infiniment petite, quand la température décroît indéfiniment. C'est ainsi que la chaleur spécifique du cuivre à la température d'ébullition de l'hydrogène n'est plus que la trentième partie de sa valeur à la température ordinaire. Comment expliquer ce fait au moyen du principe de l'équipartition de l'énergie? Comment expliquer en particulier que la chaleur moléculaire d'un corps devienne plus petite que 3? En effet, dès qu'une molécule peut se mouvoir dans un espace, les composantes de sa vitesse constituent 3 degrés de liberté de mouvement. A la vérité, on pourrait encore supposer que, aux basses températures, les molécules d'un corps solide ou liquide s'agglomèrent en partie en groupes rigides, capables seulement de se mouvoir en bloc. De cette façon, le nombre des degrés de liberté se trouverait diminué. Mais il reste toujours tous les mouvements dont dérivent les phénomènes d'émission et d'absorption de la chaleur rayonnante de toutes les longueurs d'onde; et ceux-ci sont en tous cas d'allure très déliée, puisqu'ils correspondent à des degrés de liberté, dont le nombre surpasse certainement de plus de trois fois le nombre des molécules.

Après l'exposé de tous ces faits, il ne peut plus y avoir de doute sur l'absolue nécessité de cette conclusion : la loi de l'équipartition de l'énergie ne joue pas dans la thermodynamique le rôle fondamental qu'on lui a attribué pendant un certain temps. La question de la rela-

tion entre la température et l'énergie se pose ainsi de nouveau avec toute son acuité. En effet, si, dans l'équilibre statistique, l'énergie moyenne n'est pas *uniformément* répartie entre les différents degrés de liberté, l'énergie moyenne, correspondant à un degré de liberté pris en particulier, ne peut pas être prise comme mesure de la température, attendu que dans l'état d'équilibre la température doit certainement être la même partout.

Comment faire maintenant pour sortir de ce difficile dilemme? Devons-nous tenir la loi de l'équipartition de l'énergie pour complètement fautive, et chercher quelque chose d'entièrement nouveau? Non, certes. Cette loi a en effet reçu dans un certain domaine, en particulier dans le cas des gaz monoatomiques et même jusqu'à un certain point dans le cas des corps solides, des vérifications éclatantes. Elle contient donc certainement une part de vérité. Mais elle ne contient pas toute la vérité. Nous sommes ainsi amenés à penser qu'elle constitue une généralisation illégitime d'un principe exact en lui-même. Et, pour arriver à la généralisation exacte, nous devons resuivre le chemin qui a conduit à la loi d'équipartition de l'énergie, retrouver le point où l'on s'est engagé dans la mauvaise voie, nous garder de nous y fourvoyer et prendre la bonne direction. Afin de mettre ce plan à exécution, nous remarquerons tout d'abord que la loi de l'équipartition de l'énergie a été tirée de l'application à l'équilibre statistique du *calcul des probabilités*. Nous conserverons nous aussi ce point de départ, car, sans l'introduction des considérations statistiques, il est impossible de saisir les particularités caractéristiques de l'équilibre calorifique, contrairement à ce qui a eu lieu pour l'équilibre mécanique ou électrique.

L'état d'équilibre statistique se distingue de tous les autres états possibles, correspondant à une même somme d'énergie, en ce qu'il est conditionné par un maximum de probabilité. Si deux corps, isolés pour tout le reste, peuvent échanger mutuellement leurs énergies calorifiques par conductibilité ou par rayonnement, ils seront l'un par rapport à l'autre en équilibre statistique, quand le passage de la chaleur d'un corps à l'autre ne correspondra plus à un accroissement de probabilité. Si  $\mathcal{P}_1 = f(\mathcal{E}_1)$  représente la probabilité, pour que le premier corps possède l'énergie  $\mathcal{E}_1$ ,  $\mathcal{P}_2 = \varphi(\mathcal{E}_2)$  la probabilité pour que le deuxième corps possède l'énergie  $\mathcal{E}_2$ , la probabilité pour que le premier corps possède l'énergie  $\mathcal{E}_1$  et qu'en même temps le deuxième corps possède l'énergie  $\mathcal{E}_2$ , sera repré-

sentée par  $\mathcal{F}_1, \mathcal{F}_2$ . La condition pour que cette grandeur passe par un maximum donne :

$$d(\mathcal{F}_1 \mathcal{F}_2) = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{d\mathcal{F}_1}{\mathcal{F}_1} + \frac{d\mathcal{F}_2}{\mathcal{F}_2} = 0.$$

En ajoutant la condition permanente :

$$d\mathcal{E}_1 + d\mathcal{E}_2 = 0,$$

qui exprime que l'énergie totale ne change pas, on obtient l'équation :

$$\frac{1}{\mathcal{F}_1} \frac{d\mathcal{F}_1}{d\mathcal{E}_1} = \frac{1}{\mathcal{F}_2} \frac{d\mathcal{F}_2}{d\mathcal{E}_2},$$

comme condition de l'équilibre statistique.

Si maintenant nous identifions l'équilibre statistique avec l'équilibre calorifique, et si nous remarquons que la condition de l'équilibre calorifique s'exprime par l'égalité de la température des deux corps, nous voyons immédiatement que l'on obtiendra un accord parfait entre la théorie statistique et la thermodynamique, en prenant d'une façon générale la grandeur :

$$\frac{1}{\mathcal{F}} \frac{d\mathcal{F}}{d\mathcal{E}} = \frac{d \log \mathcal{F}}{d\mathcal{E}},$$

comme *mesure de la température* d'un corps, et en posant par suite :

$$(1) \quad k \frac{d \log \mathcal{F}}{d\mathcal{E}} = \frac{1}{\mathcal{T}}.$$

Le fait de prendre précisément l'inverse et non pas une autre fonction de la température, provient uniquement de l'adoption de l'échelle ordinaire des températures. En principe, toute autre fonction de température nous rendrait les mêmes services. La constante  $k$  dépend seulement des unités arbitrairement choisies pour la température et l'énergie.

Nous pouvons considérer l'équation (1) comme *la réponse la plus générale* à la question que nous avons posée de la relation entre la température et l'énergie. Elle est manifestement très prochainement apparentée avec l'équation connue de la thermodynamique :

$$\frac{1}{\mathcal{T}} = \frac{dS}{d\mathcal{E}};$$

elle a cependant une tout autre signification. L'équation de la thermodynamique pure en effet sert seulement de définition à l'entropie  $S$  de sorte que, prise en elle-même, elle ne représente pas une loi physique. Dans l'équation (1), au contraire, nous avons une véritable relation entre les grandeurs définies indépendamment l'une de l'autre. Nous arrivons donc par ce moyen à une définition de l'entropie différente de celle de la thermodynamique pure :

$$S = k \log \mathcal{Q},$$

et cette définition donne de la signification physique de l'entropie une idée beaucoup plus intuitive que la définition purement thermodynamique, dont le véritable sens est saisi avec beaucoup de peine par tant de jeunes étudiants. Mais, pour le but que nous poursuivons ici, nous pouvons nous en tenir à la considération seule de la probabilité  $\mathcal{Q}$ , et laisser complètement de côté la grandeur auxiliaire  $S$ .

Il semble bien que, grâce à la nouvelle relation obtenue, notre problème ait fait un progrès fondamental. On pourrait même le regarder comme complètement résolu, si l'on pouvait réellement se donner la probabilité  $\mathcal{Q}$  comme une fonction de l'énergie  $\mathcal{E}$ . Mais ceci n'est pas encore possible d'une façon générale. Il y a cependant un certain nombre de cas importants, dans lesquels on peut calculer jusqu'au bout la probabilité  $\mathcal{Q}$ . Les méthodes, qui conduisent à de tels calculs ont été d'abord développées par *Boltzmann* et *Gibbs*, en admettant la légitimité de l'application des équations générales de *Hamilton* et du théorème qui en a été déduit par *Liouville*.

Je considère d'abord le cas d'un gaz parfait, constitué par  $\mathcal{N}$  molécules monoatomiques. On a alors :

$$\mathcal{Q} = \mathcal{E}^{\frac{3\mathcal{N}}{2}} \cdot C^{te},$$

où la constante ne dépend pas de l'énergie  $\mathcal{E}$  et en substituant dans l'équation (1) :

$$\mathcal{E} = k \cdot \frac{3\mathcal{N}}{2} \cdot \bar{\epsilon}.$$

Si  $k$  est connu, ou peut, en mesurant directement  $\mathcal{E}$  et  $\bar{\epsilon}$  calculer le nombre absolu  $\mathcal{N}$  des molécules. L'énergie moyenne d'un atome est alors  $\frac{3k}{2} \bar{\epsilon}$  et la chaleur atomique  $\frac{3k}{2}$ . Elle est donc indépendante de la nature du gaz, et correspond tout à fait à ce que donne la loi

de l'équipartition de l'énergie pour trois degrés de liberté puisque chaque degré de liberté possède la capacité calorifique  $\frac{k}{2}$ .

Si l'on veut calculer la probabilité  $\mathcal{P}$  pour un gaz polyatomique, il est nécessaire de faire une hypothèse sur le nombre des degrés de liberté avec lesquels atomes, ions et électrons se meuvent dans la molécule. C'est ici manifestement, qu'on s'est engagé dans une mauvaise voie, pour aboutir à la loi de l'équipartition de l'énergie. Si, en effet, on admet que les particules constitutives de la molécule se meuvent comme des points parfaitement libres, et qu'on leur applique les équations de *Hamilton*, on obtient pour la probabilité  $\mathcal{P}$  une expression de la même forme absolument que dans le cas d'un gaz monoatomique. Seulement, au lieu du nombre 3, on a le nombre des degrés de liberté de la molécule, et l'on arrive naturellement à la loi de l'équipartition de l'énergie, c'est-à-dire à une contradiction manifeste avec l'expérience.

C'est donc ici qu'il faut faire la correction. Si naturelle et si séduisante que soit l'hypothèse, faite constamment jusqu'ici, que les équations de *Hamilton* s'appliquent encore en toute rigueur aux phénomènes délicats qui s'accomplissent à l'intérieur des molécules et même des atomes, nous devons conclure qu'elle constitue une extrapolation condamnée par l'expérience, et supposer au contraire que le nombre des degrés de liberté dans la molécule, servant à déterminer la probabilité  $\mathcal{P}$ , est plus petit, et souvent beaucoup plus petit, que le nombre des éléments de la molécule. Ceci n'est possible qu'à la condition de nous faire des phénomènes intra-moléculaires une représentation tout à fait différente de celles qu'on a utilisées jusqu'ici. Nous devons alors imaginer une nouvelle hypothèse, qui ait pour effet de limiter d'une façon très notable le nombre des différents états possibles à l'intérieur de la molécule. La justification d'une telle hypothèse, en raison même de son caractère d'absolue nouveauté, ne peut se faire qu'*a posteriori*, et relève exclusivement de l'expérience. Au reste toute hypothèse est permise qui n'est pas en contradiction avec les lois connues de la physique. Et, comme jusqu'à présent, nous connaissons extrêmement peu de chose des procès intra-moléculaires, il reste toujours un champ très vaste à l'imagination.

Nous aurons une hypothèse qui diminue le nombre des degrés de liberté à l'intérieur d'une molécule, en supposant que les vibrations



rapides, qui prennent naissance à l'intérieur de la molécule et produisent les phénomènes d'émission et d'absorption de chaleur, ne peuvent pas posséder une énergie quelconque, mais que leur énergie est nécessairement un *multiple entier* d'une certaine quantité finie  $\mathcal{E}$ , qui est déterminée par les fréquences de vibration. Cette hypothèse donne, de la probabilité pour que  $\mathfrak{N}$  molécules possèdent l'énergie  $\mathcal{E}$ , l'expression :

$$Q = \frac{\left(\frac{\mathcal{E}}{\mathfrak{N}\mathcal{E}} + 1\right)^{\frac{\mathcal{E}}{\mathfrak{N}\mathcal{E}} + \mathfrak{N}}}{\left(\frac{\mathcal{E}}{\mathfrak{N}\mathcal{E}}\right)^{\frac{\mathcal{E}}{\mathfrak{N}\mathcal{E}}}},$$

et, d'après l'équation (1), entre la température  $\mathfrak{T}$  et l'énergie  $\mathcal{E}$ , on a :

$$\mathcal{E} = \frac{\mathfrak{N}\mathcal{E}}{e^{\frac{\mathcal{E}}{k}} - 1}.$$

Cette formule permet de calculer directement l'intensité du rayonnement monochromatique de la longueur d'onde correspondante. On a donc un moyen de la vérifier en comparant le résultat du calcul avec les lois expérimentales de la distribution de l'énergie dans le spectre normal du rayonnement calorifique. L'expérience a donné jusqu'ici une concordance parfaite, si l'on fait  $\mathcal{E}$  proportionnel à la fréquence de vibration  $\nu$  :

$$\mathcal{E} = h\nu.$$

On a alors :

$$h = 6,55 \cdot 10^{-27} \text{ erg-sec} \quad \text{et} \quad k = 1,346 \cdot 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{degré}}.$$

On voit qu'il n'est plus question d'une égale répartition de l'énergie. En effet, pour deux molécules, ayant des fréquences de vibration  $\nu$  différentes, les énergies moyennes sont tout à fait différentes pour une même température. Mais quand la quantité élémentaire d'énergie  $\mathcal{E}$  est très petite, c'est-à-dire dans le cas de vibrations très lentes, ou quand la température  $\mathfrak{T}$  est très élevée, on obtient :

$$\mathcal{E} = k\mathfrak{N}\mathfrak{T},$$

et l'on arrive à la même relation entre la température et l'énergie

que celle qui se déduit de la loi de l'équipartition de l'énergie, en admettant deux degrés de liberté (pour l'énergie cinétique et l'énergie potentielle). En général la loi de l'équipartition de l'énergie ne s'applique pas exactement, et la température ne peut pas mesurer l'énergie moyenne d'une molécule.

A. *Einstein* a fait en outre l'hypothèse que, dans le cas des corps solides, l'énergie de vibration  $\mathcal{C}$  des molécules, multipliée par le facteur numérique 3, correspondant aux trois directions de vibration possibles dans l'espace, constitue alors l'énergie calorifique totale du corps. *W. Nernst* a étudié expérimentalement, par des mesures effectuées aux basses températures, la formule caractéristique des chaleurs spécifiques qui se déduit de cette hypothèse et l'a vérifiée dans ce qu'elle a d'essentiel. L'hypothèse des éléments d'énergie a ainsi reçu une solide et toute nouvelle confirmation.

Bien qu'elle ait été jusqu'à présent vérifiée par l'expérience, cette hypothèse est encore dans sa forme actuelle susceptible de perfectionnements. En effet, la supposition que l'énergie de vibration  $\mathcal{C}$  est un multiple entier de  $\epsilon$ , entraîne la conséquence suivante. La molécule ne peut changer son énergie de vibration que par sauts discontinus. Il est alors très difficile sinon impossible de comprendre comment la molécule peut absorber d'un seul coup la quantité élémentaire d'énergie  $\epsilon$  tout entière, alors que cependant, pour l'absorption d'une quantité d'énergie finie, provenant d'un rayonnement d'intensité finie, il faut toujours une durée finie.

Il me semble donc nécessaire de modifier l'hypothèse des éléments d'énergie de la façon suivante. Seule l'émission de l'énergie se fait par à-coups, par quantités d'énergie  $\epsilon$  entières et d'après les lois du hasard; l'absorption, au contraire, se poursuit d'une manière parfaitement continue.

On dit parfois en faveur d'une hypothèse qu'elle est utile non seulement dans les cas pour lesquels elle a été faite, mais encore dans d'autres questions. Eh bien, on peut accorder provisoirement cette bonne note à l'hypothèse des éléments d'énergie. On suppose ici, en effet, qu'une molécule ne peut émettre de l'énergie de vibration que suivant certaines quantités déterminées  $\epsilon$ , qu'il s'agisse de pure énergie de rayonnement comme dans le rayonnement calorifique, les rayons Röntgen et les rayons  $\gamma$ , ou d'un rayonnement corpusculaire, comme dans le cas des rayons cathodiques et des rayons  $\alpha$  et  $\beta$ . Or non seulement l'hypothèse a été vérifiée déjà pour ce qui regarde

la loi du rayonnement calorifique, mais encore elle a fourni une méthode très précise pour déterminer les quantités élémentaires d'électricité et de matière, elle a donné la clef qui permet de pénétrer le sens du théorème thermodynamique de Nernst. Il semble aussi que, dans l'émission des rayons cathodiques, dans l'effet photo-électrique, de même que dans les phénomènes de la radioactivité, dont l'étrangeté confine au prodige, et auxquels les noms de *Becquerel*, *Curie*, *Rutherford* resteront toujours attachés, elle doit jouer un rôle fondamental.

Dirons-nous après cela que l'hypothèse des quantités élémentaires d'énergie renferme réellement toute la vérité ? Une pareille affirmation serait téméraire aussi bien que l'indice d'une vue bornée. Je crois néanmoins que cette hypothèse est plus près de la vérité que la loi de l'équipartition de l'énergie, qui, à sa lumière, apparaît seulement comme un de ses cas particuliers. C'est bien là tout ce que raisonnablement on doit exiger d'une hypothèse nouvelle. Quant au jugement définitif sur la valeur de celle-ci, c'est ici, comme dans toute question de physique, à l'expérience de le porter.

---

#### SUR LA NATURE DE LA CHALEUR NON COMPENSÉE<sup>(1)</sup> ;

Par M. L. DÉCOMBE.

Le présent travail peut être considéré comme un essai, très limité et sans doute très imparfait, d'une théorie électronique de la chaleur non compensée.

On sait combien il a fallu d'efforts et de travaux, tant expérimentaux que théoriques, pour imposer le principe de l'équivalence et faire admettre la nature mécanique de la chaleur. Encore est-il que cette dernière hypothèse ne semble pas universellement acceptée, bien que les réels progrès de la théorie cinétique lui soient évidemment favorables.

La raison principale paraît devoir en être attribuée aux difficultés que l'on rencontre lorsqu'on essaie de rattacher les lois expérimentales de la thermodynamique aux principes fondamentaux de la mécanique.

---

<sup>(1)</sup> Communication faite à la Société française de Physique : séance du 3 février 1911.

Sans doute on est convenu de considérer le principe de l'équivalence comme facilement réductible au théorème du travail<sup>(1)</sup>; sans doute encore, le principe de Carnot-Clausius a pu être rattaché en toute généralité<sup>(2)</sup>, pour le cas d'une transformation compensée, aux équations de Lagrange; mais le cas subsiste des transformations non compensées qui paraît avoir résisté jusqu'ici à tous les essais de réduction.

Si l'on veut bien se rappeler que nous ne savons rien de la chaleur non compensée dégagée dans une transformation (sinon qu'elle est essentiellement positive), que son origine, sa nature, ses propriétés nous échappent entièrement, on concevra sans peine que les tentatives d'interprétation mécanique d'une quantité aussi mal définie aient échoué et qu'il convienne préalablement d'étudier — et, s'il se peut, de résoudre — la question suivante :

Qu'est-ce que la chaleur non compensée?

Le présent travail fournit de cette grandeur une interprétation physique particulièrement simple. *La chaleur non compensée serait attribuable aux déformations des atomes qui s'accomplissent avec une vitesse finie.*

On arrive à cette conclusion en discutant les conditions de production de la chaleur de Siemens, c'est-à-dire de la chaleur dégagée dans le diélectrique d'un condensateur par la charge variable ou alternative des armatures, puis généralisant les résultats obtenus.

On aboutit ainsi à une théorie dans laquelle les déformations de l'atome (regardé comme un assemblage déterminé d'électrons), sont considérées comme généralement accompagnées d'une variation de son moment électrique. Une telle théorie est donc à la fois *mécanique* (puisque fondée sur la notion de déformation) et *électrique*. Plus exactement c'est une *théorie électronique*; il était à prévoir, en effet, que l'ancienne théorie mécanique de la chaleur serait amenée à tenir compte de la constitution électrique discontinue de l'atome révélée par l'étude des nouveaux phénomènes.

Notre exposé comprendra quatre parties :

I. Définition et propriétés de la chaleur de Siemens.

(1) Je ne crois pas cependant qu'il ait été donné de ce principe une démonstration satisfaisante. Il semble qu'on ait oublié de voir qu'il implique autre chose que la conservation de l'énergie et en particulier qu'il présuppose non seulement la définition de la température, mais encore la manière dont elle figure dans l'énergie interne. Je reviendrai sur cette question.

(2) DÉCOMBE, *Comptes Rendus*, tome CLI, p. 1044 (1910); tome CLII, p. 81 (1911).

- II. Définition et propriétés des modifications thermodynamiques.  
 III. Modifications thermodynamiques pures.  
 IV. Modifications thermodynamiques quelconques.

I. — DÉFINITION ET PROPRIÉTÉS DE LA CHALEUR DE SIEMENS.

Lorsqu'on charge un condensateur à lame diélectrique au moyen d'une différence de potentiel alternative, on constate que le diélectrique s'échauffe. Il y a donc dissipation d'énergie. Nous donnerons à la chaleur ainsi dégagée le nom de *chaleur de Siemens*, physicien qui paraît l'avoir observée pour la première fois (1).

Ce phénomène a fait l'objet d'un très grand nombre de mesures pouvant se rattacher à quatre méthodes différentes : *mesure directe de l'échauffement, mesure électrique de l'énergie dissipée, mesure de la rotation du diélectrique dans un champ tournant, amortissement des oscillations du diélectrique dans un champ électrique* :

Les résultats obtenus peuvent se résumer de la manière suivante :

1° Le phénomène se manifeste avec de nombreux diélectriques tant *solides* (verre, quartz, mica, ébonite, diélectrine, caoutchouc, gutta-percha, cire, résine, etc...) que *liquides* [pétrole, huile de térébenthine, huile d'olive, huile de ricin (2), etc...].

La paraffine et la colophane ne paraissent donner lieu à aucune dissipation appréciable d'énergie (3). Le papier paraffiné, au contraire, manifeste le phénomène avec netteté.

2° Le dégagement de chaleur observé ne paraît pas attribuable à la résistance ohmique du diélectrique, c'est-à-dire à la chaleur de Joule due au faible courant de conduction qui le traverse. Dans ce cas, en effet, la perte d'énergie pendant l'unité de temps serait indépendante de la fréquence. Or Steinmetz (4), Eisler (5), Moscicki et Altenberg (6) et d'autres encore ont établi avec netteté que l'énergie dissipée varie avec la fréquence et qu'elle est d'ailleurs *beaucoup*

(1) SIEMENS, *Monatsber. d. Berl. Akad.*, octobre 1861.

(2) L'huile de paraffine, l'huile de vaseline, la benzine et le toluène ne donneraient pas d'effet appréciable.

(3) Pendant Schaufelberger a constaté pour la paraffine une dissipation très légère.

(4) STEINMETZ, *Elektrotechnische Zeitschrift*, 29 avril 1892, et *Electrical World*, 22 juin 1901.

(5) EISLER, *Elektr. Zeitsch.*, p. 201 ; 1899.

(6) MOSCICKI et ALTENBERG, *Fortschritte der Physik*, p. 60 ; 1904.

plus grande que celle attribuable à la seule chaleur de Joule<sup>(1)</sup>.

Divers expérimentateurs ont d'ailleurs vérifié directement la disparition du phénomène lorsque la vitesse de charge devient infiniment petite, ce qui n'aurait pas lieu s'il s'agissait de chaleur de Joule.

3° L'énergie dissipée croît avec la différence de potentiel maxima  $E$  des armatures et paraît pouvoir s'exprimer par la formule :

$$Q = aE^n,$$

$a$  désignant un coefficient de proportionnalité.

Mais, tandis que Naccari et Bellati<sup>(2)</sup>, Borgmann<sup>(3)</sup>, Benischke<sup>(4)</sup>, Steinmetz<sup>(5)</sup>, Fritz<sup>(6)</sup>, Eisler<sup>(7)</sup>, Schaufelberger<sup>(8)</sup> trouvent l'exposant  $n$  sensiblement égal à 2, Arno<sup>(9)</sup> et Threfall<sup>(10)</sup> le trouvent compris entre 1, 5 et 2.

Si l'on adopte la valeur  $n = 2$ , la loi de dégagement de chaleur dans les diélectriques se trouve identique à celle de Joule pour les conducteurs, et nous sommes très naturellement amenés à l'attribuer *aux courants de déplacement* dont le diélectrique est le siège, de la même manière que la chaleur de Joule est attribuable aux courants de conduction. Il y aurait ainsi complète analogie entre les propriétés thermiques des deux sortes de courants, analogie qui ne saurait surprendre beaucoup, si l'on veut bien se rappeler de quelle manière étroite les courants de déplacement et les courants de conduction s'associent dans les équations du champ électromagnétique.

Or cette hypothèse paraît satisfaire à la question.

Le courant de déplacement dans le diélectrique est, en effet, fonction de la fréquence et s'annule avec elle. La chaleur de Siemens, qui jouit de la même propriété, peut donc être regardée comme fonction du courant de déplacement, et l'on peut, puisqu'elle est

(1) A noter cependant le résultat de Benischke, d'après lequel la chaleur de Siemens serait du même ordre de grandeur que la chaleur de Joule proprement dite.

(2) NACCARI et BELLATI, *Il nuovo Cimento*, p. 35 ; 1882.

(3) BORGMANN, *Journal de Physique*, 1<sup>re</sup> série, t. VII, p. 217 ; 1888.

(4) BENISCHKE, *Beibl.*, p. 771 ; 1894.

(5) STEINMETZ, *loc. cit.*

(6) FRITZ, *Beiblatter*, p. 763 ; 1893.

(7) EISLER, *Elektrotechnische Zeitschrift*, p. 201 ; 1899.

(8) SCHAUFELBERGER, *Wied. Ann.*, p. 307 ; 1899.

(9) ARNO, *Il nuovo Cimento*, t. V, p. 52 ; 1897.

(10) THREFFALL, *Physical Review*, t. IV, p. 434, et t. V, p. 21, 65 ; 1897.

essentiellement positive, la considérer, par exemple, comme proportionnelle au carré du courant de déplacement. *Cette hypothèse paraît s'accorder d'une manière satisfaisante avec l'ensemble des résultats expérimentaux.*

C'est ici le lieu de rappeler que, par analogie avec ce qui se passe pour les cycles de magnétisation, on avait eu d'abord recours, pour interpréter la chaleur de Siemens, à l'hypothèse d'une hystérèse diélectrique analogue à l'hystérèse magnétique, mais qu'on est à peu près d'accord aujourd'hui pour abandonner cette interprétation que les faits paraissent contredire.

Les deux théories actuellement en présence attribuent le phénomène, l'une à l'*hystérèse visqueuse* provoquée par une sorte de viscosité dans la substance du diélectrique, et l'autre à la conductibilité du diélectrique supposé hétérogène [théorie des conductions de Hess <sup>(1)</sup>].

Il semble que l'hypothèse attribuant le phénomène aux courants de déplacement, quoique se rapprochant plus particulièrement du point de vue de la viscosité, puisse cependant se rattacher, au moins dans une certaine mesure, à celui des conductions intérieures et qu'on pourrait peut-être trouver là le moyen de concilier entre elles — dans un point de vue plus général — deux théories en apparence fort différentes.

Je n'insisterai pas actuellement davantage sur cette question.

Dans les pages suivantes, *j'attribuerai la chaleur de Siemens aux courants de déplacement* et j'admettrai qu'elle est proportionnelle au carré du courant de déplacement. On voudra bien observer toutefois que les résultats obtenus nécessiteront seulement que son ordre de grandeur par rapport au courant soit supérieur à l'unité et qu'ils subsisteraient intégralement si elle s'exprimait, par exemple, en série ordonnée suivant les puissances paires du courant.

## II. — DÉFINITION ET PROPRIÉTÉS DES MODIFICATIONS THERMODYNAMIQUES.

a) Les modifications d'un système matériel peuvent être de deux sortes :

---

(1) HESS, *Journal de Physique*, 3<sup>e</sup> série t. II, p. 445 (1893), et *Eclairage électrique*, t. IV, p. 205 (1895), et t. VII, p. 450 (1896).

1° Celles qui n'altèrent en aucune manière, la nature, la forme, la densité ..., des substances en jeu et se réduisent à de simples déplacements géométriques des corps dont le système se compose; telles sont, par exemple, la chute d'une pierre dans le vide et, plus généralement, les modifications de position qu'étudie la mécanique rationnelle. De telles modifications n'entraînent la production d'aucun phénomène calorifique;

2° Les *déformations proprement dites* comme, par exemple, la dilatation, la compression, les transformations chimiques, etc. Nous leur réserverons le nom de *modifications* ou de *transformations thermodynamiques*, car elles sont toujours accompagnées d'importants phénomènes calorifiques. En particulier, le second principe de la thermodynamique (principe de Carnot-Clausius) nous apprend que la quantité de chaleur  $\Delta\Omega$  *dégagée* pendant une telle modification s'exprime par la relation :

$$(1) \quad \Delta\Omega = -\Theta dS + \tau^2,$$

dans laquelle  $\Theta$  représente la température du système supposée uniforme,  $S$  son entropie et  $\tau^2$  une quantité dont on ne sait rien autre chose, *a priori*, sinon qu'elle est essentiellement positive (ou nulle). C'est la chaleur *non compensée* dégagée dans la transformation; le premier terme ( $-\Theta dS$ ) reçoit le nom de *chaleur compensée*.

Dans le cas limite où  $\tau^2 = 0$ , la transformation du système est dite *compensée*; dans le cas général, elle est dite *non compensée*.

Soient, d'autre part,  $q_1, q_2, \dots, q_n$  les  $n$  paramètres sensibles ou contrôlables dont dépend l'état du système (1).

Toute modification thermodynamique effectuée pendant le temps infiniment petit  $dt$  est caractérisée par des variations  $dq_1, dq_2, \dots, dq_n$  et  $d\Theta$  (2) dont quelques-unes, au moins, sont du même ordre que  $dt$  (les autres pouvant être d'un ordre supérieur), sans quoi la modification considérée échapperait à l'observation. Autrement dit quelques-unes au moins des vitesses de transformation  $\frac{dq}{dt}$  (et  $\frac{d\Theta}{dt}$ ) sont différentes de zéro. Dans le cas général elles sont toutes diffé-

(1) Par opposition aux paramètres cachés représentant l'agitation calorifique invisible.

(2) La température  $\Theta$  dépend évidemment des paramètres cachés. Elle n'en constitue pas moins un paramètre sensible au thermomètre — donc physiquement contrôlable — qu'il y a lieu d'adjoindre aux paramètres  $q$ .



rentes de zéro. On peut exprimer ce fait en disant qu'une *transformation réelle se projette généralement à la fois dans l'espace physique à  $n + 1$  dimensions et dans le temps.*

La thermodynamique considère sous le nom de transformation réversible une modification virtuelle qui s'effectuerait avec des vitesses  $\frac{dq}{dt}$  (et  $\frac{d\Theta}{dt}$ ) toutes infiniment petites. C'est un cas limite, pratiquement irréalisable, dont on connaît d'ailleurs toute la fécondité théorique. *Une transformation réversible ne se projette pas dans le temps, mais seulement dans l'espace physique à  $n + 1$  dimensions.*

Par opposition aux transformations réversibles, les transformations réelles sont souvent appelées *irréversibles*.

Ces définitions étant rappelées, la thermodynamique nous apprend que :

1° *Toutes les transformations réversibles sont compensées;*

2° *Les transformations compensées sont généralement réversibles.*

Toutefois, d'après M. Duhem <sup>(1)</sup> et M. Amagat <sup>(2)</sup>, il y aurait exception pour les transformations irréversibles (très particulières évidemment) qui n'entraîneraient aucun phénomène de frottement ou de viscosité. Ces transformations pourraient s'accomplir avec une vitesse finie sans donner lieu à dégagement de chaleur non compensée. Elles seraient donc à la fois compensées et irréversibles.

b) Nous arrivons maintenant à la propriété remarquable et très générale que possèdent la plupart des modifications thermodynamiques d'être souvent inséparables d'importants phénomènes électriques.

C'est ainsi que les *déformations mécaniques* sont généralement accompagnées d'électrisation (phénomènes triboélectriques, piézoélectriques, électrisation par déformation capillaire, choc, clivage, filtration à travers une paroi poreuse, etc.). C'est ainsi encore que les *actions chimiques* produisent toujours de l'électricité : la pile n'est qu'un dispositif particulier permettant de recueillir cette électricité et d'en utiliser l'énergie, par exemple sous forme de travail dans un électromoteur. On peut enfin rappeler que les *variations thermiques* des cristaux donnent lieu à électrisation et que, dans la pile thermoélectrique, les phénomènes calorifiques aux soudures

<sup>(1)</sup> DUHEM, *Théorie thermodynamique de la viscosité et du frottement*. Paris, Hermann, 1896.

<sup>(2)</sup> E.-H. AMAGAT, *Journal de Physique*, 4<sup>e</sup> série, t. VII, p. 669; 1908.

déterminent la production d'un courant; on va même jusqu'à admettre l'existence — dans un conducteur inégalement chauffé — de forces électromotrices, donnant lieu, en régime variable, à la production de charges.

La généralité et la diversité des actions (mécaniques, chimiques, thermiques) dans lesquelles nous venons de reconnaître l'apparition de phénomènes électriques conduisent à penser qu'il s'agit là d'une propriété extrêmement générale dont la thermodynamique ne peut pas ne pas tenir compte. En d'autres termes, la notion d'électrisation paraît devoir s'introduire dans cette branche de la physique.

Les considérations suivantes fortifient encore cette manière de voir.

Il y a lieu de remarquer, en effet, que la déformation d'une substance peut déterminer l'électrisation effective de ses divers éléments de volume sans donner lieu à aucune manifestation électrique extérieure : il suffit par exemple que les axes des doublets engendrés soient orientés à la fois dans toutes les directions sans qu'aucune d'elles soit privilégiée. L'absence d'électricité libre ou de phénomènes électriques sensibles ne permet donc pas de conclure à l'absence réelle d'électrisation, et l'on peut concevoir que cette absence soit plutôt exceptionnelle.

La théorie électronique de la matière est évidemment favorable à cette conception.

Si l'on postule, en effet, la nature électrique discontinue de l'atome, en le regardant avec J.-J. Thomson, par exemple, comme formé par un assemblage de doublets électriques, on conçoit que toute déformation de cet assemblage doive être considérée comme modifiant, en général, le moment électrique de l'atome, c'est-à-dire comme donnant lieu à électrisation.

Bien entendu, la perte d'électrons ou la rupture en ions doit être considérée comme déterminant aussi l'électrisation de l'atome; dans le cas général, cette électrisation sera donc attribuable à la fois aux déformations et aux ruptures de l'édifice atomique.

Nous adopterons ce point de vue et nous diviserons les modifications thermodynamiques en deux catégories :

1° Les modifications thermodynamiques pures, qui ne sont accompagnées d'aucun phénomène électrique apparent, mais peuvent entraîner et entraînent effectivement, en général, d'importants phénomènes d'électrisation interne ;

2° Les *modifications thermodynamiques quelconques*, accompagnées d'un phénomène électrique apparent tel que : courant de conduction, ionisation, émission de centres chargés, etc.

III. — MODIFICATIONS THERMODYNAMIQUES PURES.

Considérons un système matériel subissant une transformation qui ne soit accompagnée d'aucun phénomène électrique apparent. Il pourra cependant être le siège de phénomènes électriques internes que nous allons essayer de rattacher aux modifications visibles dont il est le siège. Nous supposons que la transformation ne donne lieu à aucune rupture d'atome. Cette condition paraît exiger que le système ne soit pas conducteur.

Partageons ce système en éléments de volume dont nous désignerons les températures par  $\Theta_1, \Theta_2, \dots$

Soient  $+dm_1$  et  $-dm_1$  les charges élémentaires (1) simultanément développées dans l'élément dont la température est  $\Theta_1$ ; soient, en outre,  $q_1, q'_1, q''_1, \dots$  les autres paramètres dont dépend l'état de cet élément.

Nous admettrons que les charges  $dm_1, dm_2, \dots$  s'expriment en fonction des modifications sensibles correspondantes par des relations de la forme :

$$(2) \quad \begin{cases} dm_1 = A_1 dq_1 + A'_1 dq'_1 + \dots + M_1 d\Theta_1 \\ dm_2 = A_2 dq_2 + A'_2 dq'_2 + \dots + M_2 d\Theta_2 \\ \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \end{cases}$$

analogues à celles dont M. Lippmann a montré toute la fécondité dans l'étude des modifications matérielles accompagnées d'électrisation sensible. Pour plus de généralité nous pouvons supposer ici que les coefficients A et M sont en général fonctions, non seulement des paramètres  $q$  et  $\Theta$ , mais aussi des vitesses de déformations  $\frac{dq}{dt}$  et  $\frac{d\Theta}{dt}$ .

La première des relations (2) permet de considérer  $dm_1$  comme la somme des charges  $A_1 dq_1, A'_1 dq'_1, \dots, M_1 d\Theta_1$  respectivement dévelop-

---

(1) On doit considérer  $+dm_1$  comme la somme des charges positives et  $-dm_1$  comme celle des charges négatives simultanément développées dans l'élément de volume. Ce serait donc une erreur d'envisager l'ensemble de ces deux charges comme formant un doublet unique. Elles doivent être considérées comme subdivisées en un très grand nombre de doublets dont le moment électrique total est nul.

pées dans l'élément de volume considéré par les modifications  $dq_1, dq'_1, \dots, d\Theta_1$ . De même, la charge simultanée  $-dm_1$  peut être regardée comme la somme des charges  $-A_1dq_1, -A'_1dq'_1$ .

Or, l'apparition simultanée des charges  $+A_1dq_1$  et  $-A_1dq_1$  constitue un courant de déplacement proportionnel à  $A_1 \frac{dq_1}{dt}$ .

D'après l'hypothèse que nous avons précédemment adoptée, la production d'un tel courant donne lieu à un dégagement de chaleur de Siemens proportionnel au carré du courant, c'est-à-dire à  $A_1^2 \left(\frac{dq_1}{dt}\right)^2$ .

Ce dégagement sera nul pour  $A_1 = 0$  et pour  $\frac{dq_1}{dt} = 0$ . On obtient alors les résultats suivants :

1° Si la transformation est réversible, c'est-à-dire si les  $\frac{dq}{dt}$  et  $\frac{d\Theta}{dt}$  sont tous infiniment petits, la chaleur de Siemens, composée de termes proportionnels aux  $A^2 \left(\frac{dq}{dt}\right)^2$  et aux  $M^2 \left(\frac{d\Theta}{dt}\right)^2$ , c'est-à-dire du second ordre, devra être considérée comme nulle.

Ainsi, dans toute transformation réversible, la chaleur de Siemens est nulle.

2° Réciproquement supposons nulle la chaleur de Siemens. Deux cas sont alors à distinguer.

*Premier cas.* — Tous les coefficients  $A$  et  $M$  sont différents de zéro (cas général).

Dans ce cas, tous les  $\frac{dq}{dt}$  et  $\frac{d\Theta}{dt}$  sont négligeables, c'est-à-dire infiniment petits ou nuls, en même temps que la chaleur de Siemens; la transformation est donc réversible. *Les transformations non accompagnées de chaleur de Siemens sont donc généralement réversibles.*

*Deuxième cas.* — Quelques-uns des coefficients  $A$  ou  $M$  sont nuls. Les quotients  $\frac{dq}{dt}$  et  $\frac{d\Theta}{dt}$  relatifs aux coefficients nuls peuvent alors être finis et différents de zéro (auquel cas la transformation est irréversible) sans apparition de chaleur de Siemens :

*Exceptionnellement, certaines transformations non accompagnées de chaleur de Siemens peuvent être irréversibles.*

Il est facile de voir que ces transformations particulières n'entraînent aucune électrisation des divers éléments de volume du système.

Soient en effet  $A_i$  ou  $M_i$  les coefficients nuls ;  $A_j$  et  $M_j$  ceux différents de zéro. La chaleur de Siemens étant nulle, par hypothèse, les  $\frac{dq_j}{dt}$  et  $\frac{d\Theta_j}{dt}$  sont infiniment petits ou nuls, mais les  $\frac{dq_i}{dt}$  et  $\frac{d\Theta_i}{dt}$  peuvent être tous différents de zéro. Les  $dq_j$  et  $d\Theta_j$  sont alors négligeables devant les  $dq_i$  et les  $d\Theta_i$ . Tous les  $Adq$  et  $Md\Theta$  étant alors nuls (les uns par les A ou M, les autres par les  $dq$  ou  $d\Theta$ ), il en est de même de tous les  $dm$ . Il n'y a donc pas électrisation.

*Ainsi les transformations qui peuvent s'accomplir irréversiblement sans chaleur de Siemens ne sont accompagnées d'aucune électrisation.*

Si l'on rapproche ces résultats des énoncés thermodynamiques précédemment rappelés, nous voyons que (pour les transformations purement thermodynamiques s'effectuant sans rupture d'atomes) *la chaleur de Siemens se manifeste ou disparaît précisément dans les mêmes conditions que la chaleur non compensée*, les transformations irréversibles non accompagnées d'électrisation étant assimilables aux transformations irréversibles sans frottement ni viscosité envisagées par M. Duhem et M. Amagat.

*Nous sommes donc conduits à identifier la chaleur non compensée dégagée dans toute modification purement thermodynamique s'accomplissant sans rupture d'atomes à la chaleur de Siemens, essentiellement positive qui accompagne l'électrisation des éléments de volume du système.*

Pour chaque élément de volume, cette chaleur s'exprime par une somme de termes proportionnels aux carrés des vitesses de déformations indépendantes. Elle disparaît lorsque ces vitesses sont toutes infiniment petites ou nulles.

On conçoit toute l'importance de ce résultat. Il y a donc lieu d'examiner plus attentivement les conditions d'apparition de la chaleur de Siemens et d'en préciser l'origine.

A cet effet nous observerons que l'électrisation d'un élément de volume résulte en fait de l'électrisation des atomes qu'il renferme.

Or, dans le cas étudié ici, où n'intervient aucune rupture d'atome, cette électrisation est attribuable aux seules déformations atomiques. Nous sommes donc conduits à rattacher la chaleur de Siemens aux déformations atomiques et à formuler l'hypothèse suivante :

*Toute déformation atomique accomplie avec une vitesse finie est accompagnée d'un dégagement (essentiellement positif) de chaleur, à laquelle nous donnerons, par extension, le nom de chaleur de Siemens.*

## IV. — MODIFICATION THERMODYNAMIQUE QUELCONQUE.

Le cas où la modification thermodynamique considérée comporte l'apparition de phénomènes électriques sensibles est un peu plus délicat.

Néanmoins il est permis de trouver dans les remarques suivantes des indications paraissant établir que, dans ce cas plus général, la chaleur non compensée reconnaît encore la même origine.

Observons, en effet, que les phénomènes électriques sensibles (électricité libre, conduction, ionisation, désagrégation atomique, etc.) comportent généralement l'apparition d'ions ou d'électrons libres.

Il y a donc lieu d'étudier ce qui se passe, au point de vue thermique, lors de la rupture partielle d'un atome avec mise en liberté d'un électron.

L'analyse du phénomène est très simple.

Une telle rupture est généralement précédée, en effet, d'une déformation progressive de l'atome sous l'action de forces extérieures à cet atome; en outre, elle est toujours suivie d'une déformation spontanée et de sens contraire, qui tend à ramener l'édifice atomique dans un état stable voisin de son état primitif. Or, cette déformation spontanée, consécutive à la rupture, s'opère toujours avec une vitesse finie, car la rupture laisse évidemment l'atome hors d'équilibre. Si donc nous acceptons l'hypothèse formulée à fin du paragraphe précédent nous devons admettre que :

*La perte d'un électron est toujours immédiatement suivie (elle est d'ailleurs généralement précédée) d'un dégagement de chaleur de Siemens.*

Un raisonnement semblable paraît devoir s'appliquer aux perturbations finies qui accompagnent soit la recombinaison d'un électron négatif avec un atome positif, soit encore la formation, la rupture ou la recombinaison des ions, soit enfin la scission d'un atome en plusieurs autres avec ou sans libération concomitante d'électrons.

Dans ces conditions, il paraît indiqué d'étendre à une modification quelconque l'interprétation que nous avons précédemment obtenue pour la chaleur non compensée et de soumettre à l'examen la proposition générale suivante :

*Dans toute transformation thermodynamique, la chaleur non com-*

*pensée peut toujours être identifiée avec de la chaleur de Siemens, c'est-à-dire avec la chaleur essentiellement positive qui accompagne toute déformation atomique accomplie avec une vitesse finie.*

On admettra volontiers qu'il soit actuellement très difficile, sinon tout à fait impossible, d'appuyer cette hypothèse d'une démonstration ou d'une vérification générales. Tout ce qu'on peut faire, semble-t-il, c'est d'examiner jusqu'à quel point elle est susceptible de s'adapter aux faits dans tel ou tel cas particulier.

Nous observerons d'abord que cette hypothèse permet d'étendre aux systèmes *conducteurs* et, plus généralement, à un système quelconque, conducteur ou non, où peuvent intervenir des ruptures et des reconstitutions d'atomes, les résultats obtenus au paragraphe précédent pour les transformations thermodynamiques pures. Rien ne nous empêche, en effet, de supposer que ces ruptures et ces reconstitutions soient diversement et arbitrairement effectuées dans chaque élément de volume de manière à n'engendrer aucun phénomène électrique extérieur; il est donc permis d'attribuer le dégagement de chaleur non compensée aux déformations concomitantes des atomes.

*Chaleur de Joule.* — Considérons ensuite la chaleur non compensée connue sous le nom de Joule, c'est-à-dire celle dégagée dans un conducteur ou dans un électrolyte par un courant de conduction que nous supposerons d'abord constant.

Si l'on admet — comme on le fait volontiers aujourd'hui — que les phénomènes de conduction métallique ou électrolytique comportent la libération et la recombinaison successives d'ions ou d'électrons et, conformément aux hypothèses précédentes, qu'il en résulte, pour les atomes, des déformations à vitesse finie dégageant de la chaleur, on aura rattaché très simplement le mécanisme de la chaleur de Joule à celui de la chaleur de Siemens.

*Chaleur dégagée par les corps radio-actifs.* — L'hypothèse que la chaleur non compensée est attribuable, en toutes circonstances, aux déformations atomiques, paraît rendre compte également de la chaleur spontanément dégagée par les corps radio-actifs. On sait que la plus grande partie de cette chaleur est due à l'absorption des divers rayons et notamment à celle des rayons  $\alpha$ . Or une telle absorption ne peut manquer d'être accompagnée de violentes déformations atomiques, l'énergie cinétique des particules projetées par la substance radio-active étant extrêmement considérable.

Notre hypothèse exigerait toutefois qu'indépendamment de la chaleur provenant de l'absorption des rayons de diverses espèces il y eût une certaine quantité de chaleur dégagée — dans la substance radio-active elle-même — par les déformations atomiques qui accompagnent vraisemblablement sa désintégration.

L'expérience a montré que cette quantité de chaleur ne saurait être qu'une faible fraction de l'énergie totale dissipée; mais il ne semble pas cependant que les évaluations qui en aient été faites puissent permettre d'affirmer que cette fraction soit rigoureusement nulle et n'atteigne pas, par exemple, une valeur de 1 0/0.

J'observerai en terminant que l'hypothèse attribuant à la chaleur non compensée une origine électrique est plus ou moins explicitement postulée par certaines théories thermodynamiques classiques. Helmholtz, en particulier, a fondé la théorie de la pile sur l'hypothèse que l'énergie électrique disponible dans cet appareil est égale à la chaleur non compensée dégagée par la réaction chimique s'accomplissant en circuit ouvert. On sait quelles vérifications expérimentales confirment *a posteriori* la légitimité de cette hypothèse.

---

#### CURIEUX EFFETS D'UN COUP DE Foudre SUR UNE ANTENNE RÉCEPTRICE D'ONDES ÉLECTRIQUES (1);

Par M. A. TURPAIN.

Au cours des observations d'orages que je poursuis depuis plusieurs années au moyen des détecteurs d'ondes électriques, il vient de se produire, sur l'un de mes postes d'observations, un coup de foudre dont les curieux effets méritent d'être signalés.

Au commencement de novembre 1910, j'installais à la Rochelle, à la scierie mécanique de MM. Méhaignery, Mailho et C<sup>ie</sup>, qui mirent avec une bonne grâce empressée leur usine à ma disposition, un poste d'observation et de prévision des orages. Cette scierie est située dans la partie la plus élevée de la ville. Une cheminée d'usine de 23 mètres d'élévation au-dessus du sol me servit pour fixer l'extrémité élevée A de l'antenne (voir *fig.* 1).

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique: séance du 20 janvier 1914.



Partant du sommet de la cheminée, l'antenne vient se fixer en B au faitage d'un toit élevé de 11 mètres environ au-dessus du sol, puis fait un coude brusque de  $25^{\circ}$  à  $26^{\circ}$  d'angle et arrive au poste enregistreur situé au voisinage de la base de la cheminée d'usine. L'antenne se trouve fixée en C à  $3^{\text{m}},90$  du sol.

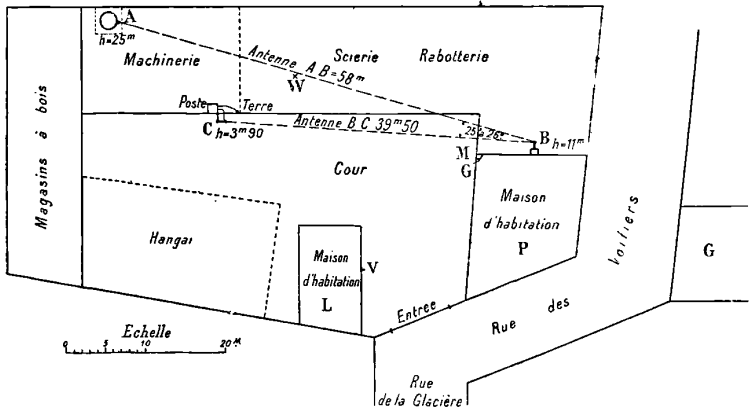


FIG. 1. — Plan général du poste d'observation d'orages de la Rochelle situé à la scierie Méhaignery, Mailho et C<sup>ie</sup>. Hauteur de l'antenne : 25 mètres. Longueur : 100 mètres environ en deux brins AB = 58 mètres, BC = 39<sup>m</sup>,50, faisant entre eux un angle de  $25^{\circ}$ . La foudre a volatilisé la longueur AB + BM, soit environ 65 mètres de fil de cuivre de 2 millimètres de diamètre.

La partie supérieure de l'antenne, formée d'un fil de cuivre de 2 millimètres de diamètre, mesure, avant le coude brusque, 58 mètres environ, en tenant compte de la flèche inévitable que dessine le fil imparfaitement tendu. La partie inférieure de l'antenne a une longueur de 39 à 40 mètres. L'antenne tout entière mesure donc avant l'entrée du poste 97 mètres, et environ 100 mètres jusqu'à l'appareil enregistreur.

Cet enregistreur est constitué par un cohéreur à contacts bien déterminés formés, à l'exemple de M. Fenyi, par des aiguilles à coudre disposées en croix. Quatre aiguilles placées parallèlement supportent en croix trois autres aiguilles à coudre simplement posées sur les premières. On réalise ainsi six contacts en série. La pression des aiguilles les unes sur les autres est graduée par de petites masses de cuivre dont sont munies les trois aiguilles posées en croix (fig. 2).

Ce cohéreur à six contacts est fixé sur une mince planchette en porte-à-faux que peut venir choquer le battant d'un frappeur. Le cohéreur, un électro-frappeur et un milliampèremètre à tambour enre-

FIG. 2. — Schéma du cohéreur à aiguilles. — Des aiguilles à coudre posées en croix réalisent 6 contacts *c* en série. Une palette d'électro-aimant frappeur porte un levier coudé dont une extrémité inscrit les cohérations et l'autre assure la frappe.

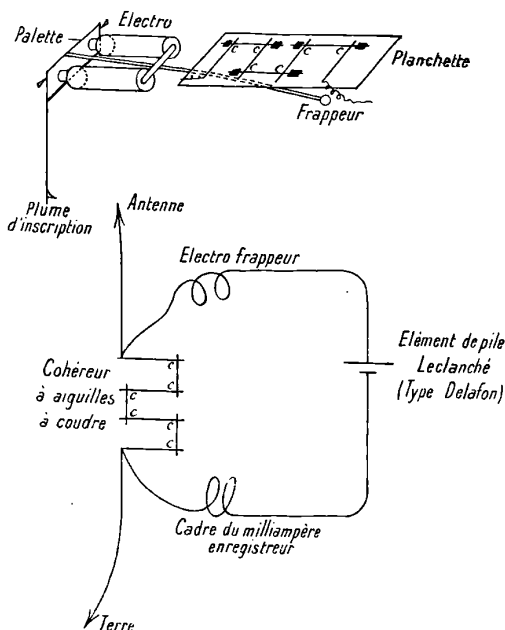


FIG. 3. — Schéma des connexions entre le circuit comprenant cohéreur, frappeur et milliampèremètre enregistreur et les conducteurs d'antenne et de prise de terre.

gisteur de Richard (résistance de l'enroulement du milliampèremètre:  $2^{\circ},7$ ; sensibilité:  $0^{\mu\alpha} - 100^{\mu\alpha}$ ; 1 millimètre pour  $1^{\mu\alpha}$ ) sont en série dans le circuit d'une pile Leclanché (type Delafon H) d'un seul élément  $1^{\circ},6$ . Le fil d'antenne et un fil de terre sont reliés à ce dispositif à la manière classique usitée pour la constitution d'un poste récepteur d'ondes électriques (voir *fig. 3*).

Dans ces conditions, lorsqu'un nuage orageux agit sur l'antenne, les états successifs de cohération des contacts *c* permettent à un courant de plus en plus intense de traverser le circuit. La valeur de ce courant s'inscrit grâce au milliampèremètre enregistreur. Cela jus-

qu'à ce qu'une décharge atmosphérique cohère assez le cohéreur pour que le frappeur soit mis en action. Les contacts *c* sont alors ramenés à leur état primitif de résistance et le courant traversant le circuit est à nouveau nul. L'appareil est prêt à enregistrer les phases successives d'une nouvelle décharge. La présence du milliampère-mètre enregistreur permet donc de suivre l'état électrique de l'atmosphère comme aussi fait prévoir l'approche d'un orage lointain qui s'avance ou encore d'un orage en formation.

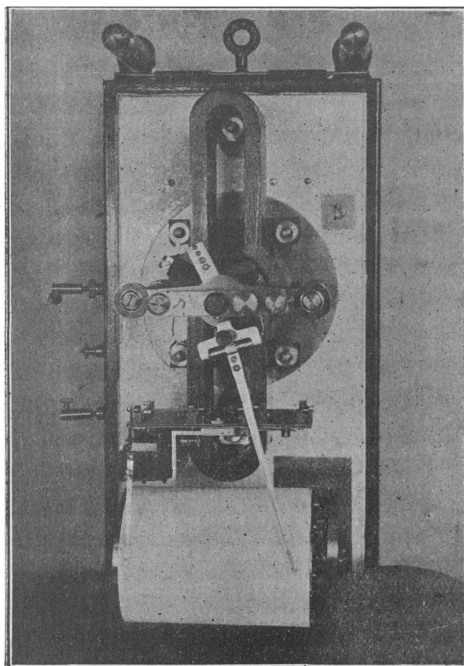


FIG. 4. — Avertisseur d'orages à milliampèremètre enregistreur. L'appareil est suspendu par un bracelet de caoutchouc. Une chaîne non tendue fixée au crochet médian prévient la chute en cas de rupture du caoutchouc. L'appareil est ainsi mis à l'abri des perturbations provenant de vibrations mécaniques.

Pour éviter que les vibrations extérieures ne troublent l'état de cohérence des aiguilles, on a soin de suspendre par un coulant de caoutchouc tout le dispositif qui se trouve contenu, sauf la pile, à l'intérieur d'une cage métallique vitrée.

L'appareil que représente la *fig. 4* est un milliampèremètre enre-

gistréur, à l'intérieur duquel on a logé le cohéreur et le dispositif frappeur. Pour donner une grande stabilité aux aimants permanents constituant le champ magnétique dans lequel se déplace le cadre mobile du milliampèremètre et aussi pour pouvoir commodément fixer le tambour enregistreur de cet appareil, le socle du milliampèremètre est formé d'un robuste plateau rectangulaire en fonte. Pour cacher et mettre à l'abri les conducteurs reliant les diverses parties de l'appareil, on a foncé d'un morceau de tôle de 0,3 millimètre d'épaisseur le socle de fonte. Ce morceau de tôle est fixé par cinq vis de cuivre dans le socle de fonte. La *fig. 5* donne la disposition respective de ces accessoires.

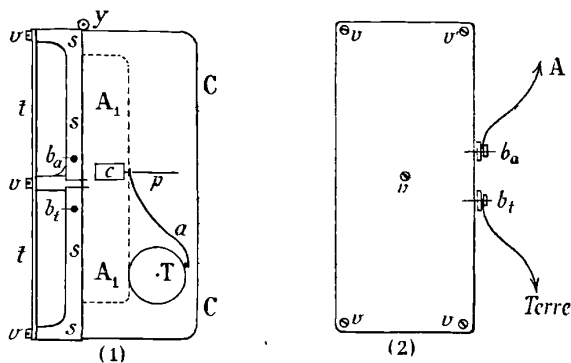


FIG. 5. — Coupe du socle de fonte du milliampèremètre enregistreur.

*s, s*, socle de fonte de l'appareil ;

*t, t*, plaque de tôle fonçant le socle et fixée par cinq vis de cuivre *v* dont en (1) on a représenté trois *v, v, v* ;

*b<sub>a</sub>, b<sub>t</sub>*, bornes d'arrivée de l'antenne et de la prise de terre fixées par des pastilles d'ébonite sur le côté du socle de fonte ;

*A<sub>1</sub>, A<sub>1</sub>*, emplacement des aimants permanents développant le champ magnétique dans lequel se déplace le cadre mobile *c*, muni de l'aiguille inscriptrice *a* ;

*p*, planchette-support du cohéreur à aiguille ;

*T*, cylindre enregistreur ;

*C, C*, cage vitrée fermant l'appareil et mobile autour de la charnière *Y* ;

(2), vue de face du fond de tôle de l'appareil ;

*v'*, vis n'ayant pas été arrachée par le coup de foudre.

Tous ces détails utiles à connaître pour la description des curieux effets du coup de foudre étant précisés, décrivons le phénomène orageux qui fut observé.

Dans la nuit du 14 au 15 décembre 1910, une violente tempête sévit à la Rochelle. Elle atteignit la ville le 14, vers les dix heures du soir ;

à minuit, un orage d'une extrême violence se produisit et de nombreux coups de tonnerre se firent entendre jusque vers deux heures de la nuit. A une heure quarante, un coup très violent se produisit, puis, deux minutes huit secondes après, un second coup. Tous les deux sont nettement marqués sur la feuille d'enregistreur et ces inscriptions permettent même de déterminer très exactement l'intervalle de temps qui les sépara, lequel fut de deux minutes huit secondes. Un troisième coup de tonnerre d'une violence inouïe foudroya l'antenne et le poste d'observation.

En ce qui concerne ce dernier coup de foudre, j'indiquerai tout d'abord exactement les dégâts qu'il produisit, puis je ferai connaître les observations recueillies de la bouche des spectateurs de l'orage.

**Dégâts produits par le coup de foudre.** — *Antenne.* — L'antenne (voir *fig. 1*) fut volatilisée de l'extrémité A jusqu'au point M situé dans la direction BC, à environ 7 mètres de B. C'est donc un fil de cuivre de 2 millimètres de diamètre et d'environ 65 mètres de longueur qui fut réduit en vapeur. On ne put retrouver aucune parcelle de métal fondu sur le toit au-dessous de l'antenne. A noter que l'antenne a été volatilisée dans toute la partie placée au-dessus des toits. La fusion cesse brusquement en M, au point même où l'antenne se trouve au-dessus du sol. A noter également qu'en G se trouve une gouttière, mais elle ne porte aucune trace de coup de foudre.

En A, l'extrémité du fil d'antenne avait été bouclée autour d'une corde de soutien paraffinée, puis tordue sur elle-même et une longueur d'environ 8 centimètres formait pointe. La partie enroulée ainsi que cette longueur de 8 centimètres n'ont pas été endommagées par la foudre. La fusion commença nettement à la fin de l'enroulement qui est seulement tordu (voir à ce sujet les photographies publiées par *la Nature*, n° du 22 avril 1911, p. 340).

En M, la fusion du fil cesse brusquement. En C, là où l'antenne fait un coude brusque, le fil d'antenne avait été passé dans une corde paraffinée et, pour éviter l'usure de la corde, les deux brins avaient été reliés l'un à l'autre par un enroulement de mince fil de cuivre sur une longueur de 1 centimètre. La fusion du conducteur s'est produite de part et d'autre du coude jusqu'à l'enroulement du mince fil de cuivre dont une partie a été soudée au fil d'antenne formant le coude restant. Fait digne de remarque, les deux bouts du fil du coude qui présentent des traces très nettes de fusion ont été

retournés en forme de crochet (voir photographie de *la Nature*, 22 avril 1914, p. 340, *fig.* 8) ; il en est de même du bout de fil restant en A, à l'extrémité supérieure de l'antenne, et qui montre des traces de fusion.

*Appareil enregistreur.* — La décharge atmosphérique traversa l'appareil sans produire à l'intérieur aucun dégât. Les aiguilles du cohéreur ne furent pas soudées à leur contact comme on eût pu s'y attendre. Seul le socle de fonte porte une trace très nette du passage de la décharge de la borne  $b_a$  à la borne  $b_i$ , analogue à la trace qu'aurait laissée un court-circuit (voir *fig.* 5). Par contre, la plaque de tôle *tt* fut arrachée et tordue autour de la vis  $v'$  [*fig.* 5 (2)], qui seule des cinq vis  $v$  ne fut pas arrachée. Les quatre autres vis fixant cette tôle au socle de fonte eurent leur tête nettement arrachée, la partie filetée restant dans le socle de fonte. Vraisemblablement, le couvercle CC fut soulevé par la décharge autour de la charnière Y, car le matin on retrouva la plume d'enregistrement  $a$  [*fig.* 5 (1)] tordue et son extrémité prise dans l'encadrement de la vitre du couvercle C.

*Bâtiments.* — Les bâtiments et la cheminée de l'usine ont été préservés par l'antenne, qui a joué son rôle naturel de paratonnerre. Sur le toit cependant, aux alentours du coude brusque que l'antenne fait en B (*fig.* 1), quelques légers dégâts dont le plan de la *fig.* 6 rend compte. L'antenne en B est fixée à des cordes de paraffine et avec l'intermédiaire d'un morceau d'ébonite attachée à une cloche de porcelaine dont le support est vissé sur la poutre de faitage débordant légèrement le toit de l'habitation P. Deux tuyaux de poêle  $T_1$  et  $T_2$  (*fig.* 6) étaient maintenus par trois haubans de fil de fer ; tous les haubans ont été coupés par la foudre, le tuyau  $T_1$  a été projeté sur le toit. L'un des fils d'une ligne téléphonique voisine 1, 2 a été fondu, le fil 2, le plus éloigné de B ; la fusion a eu lieu seulement en un point, en  $a$ .

Des ardoises et du zinc qui recouvraient le faitage ont été en partie arrachées.

Dans la maison d'habitation L située en face (*fig.* 1) au premier étage en V, une vitre a été percée d'un trou, en forme de virgule arrondie, fait comme à l'emporte-pièce ; l'orifice percé mesurait 28 centimètres de longueur sur 8 centimètres et 12 centimètres de largeur.

Enfin sous l'antenne, sur le toit de la scierie en W (*fig.* 1), une vitre d'une lanterne d'éclairage a été également brisée, et l'éclat

triangulaire de verre produit a été comme aspiré du dedans avec le dehors et repose sur le reste du carreau fêlé.

A noter que, sous tout le parcours de l'antenne AB, le toit et les poutres ont été balayés et nettoyés de leur poussière comme par le passage d'un violent courant d'air.

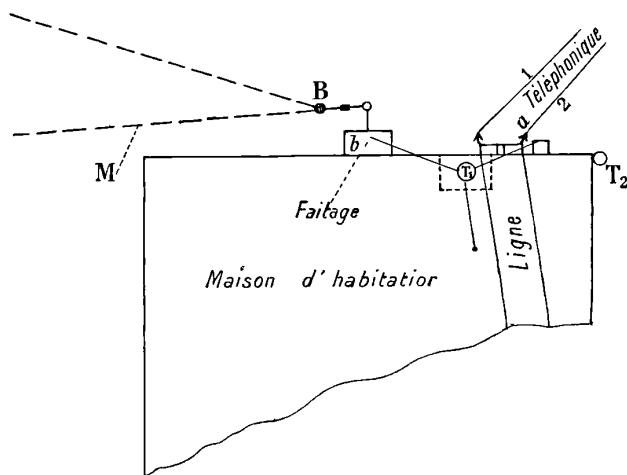


FIG. 6. — Détails de la figure 1. Point B où l'antenne fait un coude brusque de 25°.

T<sub>1</sub>, T<sub>2</sub>, tuyaux de poêle.

a, point où la foudre coupa l'un des fils téléphoniques.

B, attache d'antenne : bâton d'ébonite et cloche de porcelaine.

Dans l'immeuble L (voir *fig. 1*) où la vitre fut brisée en V comme à l'emporte-pièce, les sonnettes électriques furent mises en branle, consécutivement à la chute de la foudre les contacts du bouton d'appel s'étant trouvés collés par la décharge.

Dans l'immeuble G (*fig. 1*), les sonnettes électriques cessèrent de pouvoir fonctionner, sans qu'on soit intervenu, jusqu'au lendemain à dix heures du matin, comme si le passage de la foudre avait produit une forte polarisation des éléments. De plus, les plombs du tableau et des coupe-circuits des lampes électriques de l'immeuble G, branchés sur le réseau de la ville, fondirent. Une lampe à incandescence fixée à une lyre d'appareil à gaz explosa, bien que son interrupteur fût ouvert (position d'extinction). Les immeubles L et P (*fig. 1*) ne possèdent pas de circuits d'éclairage électrique.

**Observations faites par les spectateurs du météore.** — La violence de l'orage, les deux formidables coups de tonnerre qui, à l'intervalle de 2 minutes 8 secondes précédèrent la chute de la foudre sur l'antenne avaient réveillé les habitants de la scierie et de quelques maisons environnantes et attiré leur attention vers l'observatoire d'orage. Une pluie diluvienne tombait.

Les témoignages de deux des habitants de l'habitation au faitage de laquelle est fixé le coude B de l'antenne (*fig. 1*), M. et M<sup>me</sup> E. Méhaignery, concordent avec ceux de quatre habitants de l'immeuble faisant face et où, au premier étage, une vitre V fut découpée comme à l'emporte-pièce. Un dernier témoignage d'un voisin, ayant vue dans la cour de l'usine, s'accorde avec les précédents.

Un globe de feu aurait pris naissance en M et se serait dirigé le long de l'immeuble supportant le coude d'antenne, puis serait allé frapper l'immeuble en face en V, cela en un temps relativement court qui, d'après la confrontation des témoignages, n'a pas dû dépasser une seconde. L'aspect globulaire de la foudre est très nettement affirmé par les spectateurs du météore.

M. Gaétan Méhaignery, qui habite un immeuble voisin G (*fig. 1*), d'où il a vue non sur la cour, mais sur les toits de la scierie, et qui observait à la fenêtre le mauvais temps, a très nettement vu l'éclair en zigzag foudroyant l'antenne, accompagné simultanément d'un formidable coup qu'il compare à un coup de canon. En même temps des aigrettes de flamme d'un rouge sombre semblèrent couvrir le toit de la scierie; elles entouraient vraisemblablement l'antenne dans la partie volatilisée.

**Interprétation.** — Il est très probable que nous nous trouvons ici dans le cas d'un coup de foudre qui, ayant frappé l'antenne, a consécutivement donné lieu à la foudre globulaire. Il est assez remarquable que le fil d'antenne ait été fondu dans toute la partie au-dessous de laquelle se trouvaient des toits de bâtiments en bois couverts de tuiles (voir *fig. 1*) et que la fusion cesse à l'endroit où l'antenne se trouve au-dessus du sol.

Probablement la décharge, après avoir volatilisée la partie droite AB (*fig. 1*) de l'antenne s'est irradiée en B par l'effet de la self-induction que constitue en B le coude brusque de 25° d'angle des deux parties AB et BC du conducteur. La décharge s'est alors divisée: une partie a suivi le conducteur BC, en fondant seulement une petite longueur



BM, puis se divisant encore, forma en M l'éclair en boule observé, alors que l'autre fraction foudroyait l'appareil inscripteur et en arrachait le fond de tôle. En B, la décharge a en partie abandonné l'antenne par suite de son arrivée au coude brusque et s'est répartie sur les conducteurs avoisinants, brisant ou brûlant les haubans des deux tuyaux de poêle  $T_1$  et  $T_2$  (fig. 6), le fil 2 de la ligne téléphonique voisine.

Les témoignages que j'ai pu obtenir au lendemain même de l'accident m'ont suffisamment convaincu de la production d'un éclair en boule consécutif du foudroiement et de la fusion de l'antenne présentant un coude brusque. Aussi ai-je l'intention de disposer incessamment, à la propriété de Mauroc que notre Université possède près de Poitiers, une antenne présentant intentionnellement des coudes très accentués, dans l'espoir de voir se reproduire le curieux phénomène observé à la Rochelle et peut-être d'avoir la chance de l'observer moi-même.

J'ai pensé que les conditions dans lesquelles s'est produite le foudroiement de l'antenne de la Rochelle méritaient la description très complète et très détaillée donnée ci-dessus, tenant compte de la rareté des observations dignes de foi concernant la foudre globulaire.

---

#### RÉPARTITION DES RAIES SPECTRALES DANS LES SPECTRES D'ÉMISSION (Suite)<sup>(1)</sup>;

Par M. H. VIGNERON.

THÉORIE DE RITZ<sup>(2)</sup>. — *Hypothèse des champs atomiques*. — Les lois simples rappelées précédemment se rapportent toujours à  $\frac{1}{\infty}$ , c'est-à-dire à la fréquence  $n$ . Ce résultat montre la grande différence qui existe entre les modes de vibrations ordinaires (élastique, électrique) et les vibrations spectrales.

En premier lieu, comme le fait remarquer lord Rayleigh, les lois simples des phénomènes vibratoires se rapportent, à peu d'exceptions près, aux carrés des fréquences. Cela tient à ce que, à côté des coordonnées qui définissent l'état du système, les équations du mou-

(1) Voir p. 294.

(2) *Wied. Annalen*, 1908; *Revue générale des sciences*, 1909.

vement en contiennent les dérivées secondes ou accélérations. Or, lorsqu'il s'agit de vibration, le temps n'entre que sous la forme  $\sin nt$  dont la dérivée seconde contient le facteur  $n^2$ . On a donc finalement, puisque  $\sin nt$  s'élimine du résultat, une équation en  $n^2$  dont on ne peut que très rarement extraire la racine carrée algébrique. Il en serait autrement si les équations étaient du premier ordre ; malheureusement l'introduction des accélérations s'impose à tous les points de vue d'une manière absolue, et il semble que, dès l'abord, on se trouve dans une impasse.

Si les forces qui produisent les vibrations, au lieu d'être déterminées par la position du système, dépendaient des vitesses, les équations du mouvement ne contenant plus que celles-ci et leurs dérivées premières les accélérations seraient du premier ordre.

Tel est le cas de la *force magnétique*, et Ritz trouve, dans l'hypothèse d'un champ magnétique moléculaire intense (de l'ordre de  $10^7$  gauss) dont l'existence semble être maintenant mise hors de doute (P. WEISS, *l'Hypothèse du champ moléculaire et les propriétés ferromagnétiques*), les éléments d'une théorie qui explique très simplement non seulement les lois de Balmer, de Rydberg, mais encore les anomalies que présente l'effet Zeeman.

Considérons un électron de charge  $e$ , de masse  $m$ , placé dans un champ magnétique  $H$  parallèle à l'axe des  $z$ . Les équations du mouvement de cet électron sont :

$$\begin{aligned} m \frac{d^2x}{dt^2} &= \frac{eH}{v} \frac{dy}{dt}, \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= -\frac{eH}{v} \frac{dx}{dt}, \\ m \frac{d^2z}{dt^2} &= 0, \end{aligned}$$

la force étant toujours normale au déplacement,  $v$  est la vitesse de la lumière.

On en tire :

$$\begin{aligned} x &= A \sin \frac{He}{vm} (t - t_0), \\ y &= A \cos \frac{He}{vm} (t - t_0), \\ z &= z_0 + Bt, \end{aligned}$$

$A$ ,  $B$ ,  $z_0$ ,  $t_0$  étant des constantes dépendant des conditions initiales.

Le mouvement de l'électron est hélicoïdal. Il se décompose en une translation uniforme parallèle à  $Oz$  et une rotation dans un plan perpendiculaire à  $Oz$ , rotation dont la période est proportionnelle à  $H$ .

Si le champ n'est pas uniforme, il faut admettre que  $x, y, z - z_0$  restent petits. Ce sera le cas si  $A$  est petit et si la charge électrique est astreinte à ne pas quitter un plan normal à  $Oz$ , ce qui aura lieu, par exemple, s'il existe une force élastique de la forme  $-k^2x, -k^2y, -k^2z$  très petite devant les termes  $\frac{eH}{v} \frac{dx}{dt}, \frac{eH}{v} \frac{dy}{dt}$  et si l'on suppose en plus le mouvement de faible amplitude. La trajectoire sera alors un cercle, et sa durée de rotation sera donnée par :

$$n = \frac{eH}{mv}.$$

En attribuant le champ  $H$  à un aimant rectiligne dans le prolongement duquel est placée la charge mobile et en désignant par  $r$  la distance du pôle le plus rapproché et par  $l$  la longueur de l'aimant, on a :

$$H = \mu \left[ \frac{1}{r^2} - \frac{1}{(r+l)^2} \right],$$

$\mu$  étant la charge magnétique des pôles de l'aimant.

On a alors :

$$n = \frac{e\mu}{mv} \left[ \frac{1}{r^2} - \frac{1}{(r+l)^2} \right].$$

Si on compare cette formule avec celle de Balmer :

$$n = N_0 \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{p^2} \right) \quad (p = 1, 2, 3, \dots),$$

ou avec celle de Rydberg :

$$\frac{n}{N_0} = \frac{1}{a^2} - \frac{1}{(p+b)^2},$$

on constate qu'elle leur est identique si on suppose la longueur  $l$  de l'aimant multiple de la longueur  $s$  de l'aimant moléculaire, de sorte que  $l = ps$ , ce qui institue une disposition aussi satisfaisante que possible par sa simplicité. La longueur  $r$  restant constante, si on pose  $r = as$ , la formule devient :

$$n = \frac{\mu e}{mvs^2} \left[ \frac{1}{a^2} - \frac{1}{(a+p)^2} \right].$$

D'où il résulte que : les nombres de vibrations s'approchent d'une limite pour  $p$  infini et, dans le développement de  $\frac{1}{p}$ , le coefficient de  $\frac{1}{p^2}$  est universel en supposant que les aimants élémentaires et  $\frac{e}{mv}$  restent les mêmes pour tous les éléments.

Ainsi l'hypothèse de l'aimant moléculaire explique la limite du nombre des vibrations, limite qui distingue d'une manière si tranchée ces vibrations de toutes les autres.

Pour que la formule devienne identique à celle de Balmer, il suffit que la distance  $as$  devienne égale au double de la longueur de l'aimant moléculaire, en faisant alors  $a=2$ . Cette disposition a lieu pour l'hydrogène et suppose une structure très simple des molécules constituant l'atome.

En somme, il faut admettre que, dans les conditions où il émet la série de Balmer, l'hydrogène est susceptible d'états divers, constituant en un certain sens des polymérisations et résultant de ce qu'un nombre plus ou moins grand d'éléments magnétiques et non magnétiques dont il est inutile de préciser la nature (ces derniers servant à assujettir le corpuscule à vibrer sur l'élément de surface) peuvent s'agglomérer entre eux en forme de chapelet rectiligne et s'attacher à l'atome d'hydrogène. Si l'on veut une comparaison concrète, on peut imaginer, avec Ritz, une barre aimantée et deux barres de cuivre de même longueur placées bout à bout. A l'extrémité cuivre du système, plaçons une charge électrique convenable et donnons-lui une légère impulsion : elle vibrera en donnant la raie  $H_\alpha$ . Ajoutons au bout de la première une seconde barre aimantée identique : nous obtiendrons  $H_\beta$  ; une troisième donnera  $H_\gamma$ , etc...

La grande exactitude de la formule de Balmer montre que la loi de Coulomb du magnétisme est encore rigoureuse pour les distances moléculaires.

Lorsque, laissant invariables la longueur et la position des autres aimants, on change la longueur du premier, on obtient une nouvelle série de lignes présentant avec les premières des différences constantes de longueurs d'ondes. C'est un phénomène généralement observé dans les spectres de ligne.

Si au contraire, conservant la position du premier pôle, on modifie encore la longueur du premier aimant, on obtient une série dont les lignes convergent vers la même limite. Ce résultat est réalisé

dans les séries principales et les satellites des séries secondaires.  
La formule de Rydberg :

$$\frac{n}{N_0} = \frac{1}{a^2} - \frac{1}{(m + b)^2}$$

résulte de la formule théorique en changeant  $s$  en  $s + \epsilon$  et  $r = as$  en  $r = a(s + s\epsilon)$ . Si  $b = a + \epsilon$ , on voit qu'en donnant à  $m$  des valeurs croissantes, on arrivera à une valeur négative de  $\epsilon$ , puisque, évidemment, le nombre des aimants est au moins égal à 1, et cette ligne par conséquent n'existera pas. Même pour une valeur positive de  $r$ , il peut se faire que le nombre des aimants soit nul, de manière que la ligne manque à cette place. Par là s'explique un résultat remarquable des observations récentes : l'absence en particulier d'une ligne du thallium dont la longueur d'onde serait  $\lambda = 5417$ , ce qui la mettrait dans le voisinage de la ligne rouge  $\lambda = 5351$ , qui appartient à la seconde série nébuleuse et que Kaiser et Runge n'ont pu découvrir.

*Examen de la théorie.* — Cette explication est-elle invraisemblable au point de vue moderne sur la constitution de la matière? On ne saurait le prétendre. Il est en effet facile, de bien des façons, de distribuer l'électricité dans un corps de révolution en rotation autour de son axe, de manière à le rendre équivalent à un aimant élémentaire. Des mouvements rotatoires ou circulaires des charges électriques à l'intérieur des atomes sont d'ailleurs indispensables pour expliquer le magnétisme ; les premiers sont les plus stables. D'autre part, les systèmes qui émettent les spectres de ligne doivent être, comme l'a fait remarquer Rayleigh, extrêmement stables, sinon les lignes seraient diffuses. Si donc on admet que l'atome chimique est un assemblage de divers éléments, l'hypothèse de connexions rigides entre ces éléments sera particulièrement probable.

Enfin, parmi les modes d'assemblages d'un nombre variable d'éléments, un des plus simples est sans contredit de les poser bout à bout.

Il est bien évident que toute hypothèse particulière sur la structure des atomes, capable d'expliquer le grand nombre de lignes des spectres, paraîtra improbable à première vue, l'hydrogène lui-même possédant plusieurs spectres et des centaines de raies. On devra donc s'estimer heureux de découvrir au moins des rapports géométriques simples et de forces connues agissant suivant des lois simples comme

dans l'hypothèse de Ritz, que l'on peut d'ailleurs modifier de diverses façons. *Le point essentiel est que les vibrations soient produites par un champ magnétique provenant de deux pôles susceptibles de prendre chacun dans l'atome un certain nombre de positions équidistantes sur des lignes droites.*

Le facteur  $N_0$  est le même pour tous les corps, comme on l'a déjà dit ; dans la théorie de Ritz, cela nécessite que non seulement le corpuscule vibrant, mais aussi les aimants élémentaires, soient identiques pour tous les corps (<sup>1</sup>).

La théorie de Ritz est donc, bien qu'encore incomplète et difficile à rattacher à d'autres théories déjà existantes, une première approximation satisfaisante, et c'est, à l'heure actuelle, la seule. Elle est tout au moins un guide précieux et une indication importante pour les recherches expérimentales et théoriques futures. Elle a encore l'avantage de permettre une explication plus simple que celle de Lorentz des effets Zeeman anormaux.

*Réaction des spectres de lignes à l'effet Zeeman.* — Les recherches de l'effet Zeeman pour un grand nombre de raies spectrales ont confirmé l'hypothèse d'une relation intime entre les différentes lignes émises par les corps.

La théorie élémentaire de Lorentz montre que, si le rapport  $\frac{e}{m}$  est le même, on aura, dans un champ magnétique, décomposition d'une ligne en un triplet dont les différences de fréquence entre les composantes sont les mêmes.

Runge et Paschen ont montré que, bien qu'un grand nombre de raies spectrales soient décomposées en plus de trois composantes et que, bien que les triplets observés n'obéissent pas à la loi précédente, toutes les lignes d'une même série sont divisées de la même façon et dans le même rapport ; cette loi semble être absolument générale.

Dans les séries consistant en doublets ou triplets, le mode de division des lignes n'est pas le même, en général, pour chaque composante, mais le même mode de division se retrouve dans chaque triplet ou doublet. Par exemple, dans chaque triplet de la deuxième série secondaire du mercure :

La ligne la moins réfrangible	est divisée en	9	composantes
— médiane	—	6	—
— la plus réfrangible	—	3	—

(<sup>1</sup>) Il est intéressant de rapprocher de ce fait l'existence des *magnétons* que M. P. Weiss a signalée récemment (*Comptes rendus*, 23 janvier 1911).

Des modes de division identiques ne se retrouvent pas seulement dans une même série, mais encore dans les séries correspondantes des divers éléments.

Les raies  $D_1$  et  $D_2$  du sodium, qui forment les premiers termes de la série principale donnent un quartet et un sextet et les premiers termes de la série principale du cuivre et de l'argent donnent exactement la même division.

On voit donc que les lignes des séries réagissent d'une façon compliquée et donnent jusqu'à 15 et 19 composantes, et leurs distances sont souvent entre elles comme des nombres entiers. Lorentz tente une explication par des systèmes d'électrons à  $n$  degrés de liberté et ne peut encore rendre compte de la loi des rapports rationnels.

Il n'en est pas de même avec la théorie de Ritz. Un système magnétique exécutera, sous l'influence combinée du champ extérieur et du champ intérieur, beaucoup plus intense des oscillations périodiques développables en série de Fourier.

Il en résultera, pour l'électron vibrant, des mouvements plus compliqués, et le calcul montre que,  $\omega$  étant la période du mouvement de l'atome, la vibration sera décomposable en une somme de termes sinusoïdaux, correspondant à des lignes de fréquence  $n_0 + m\omega$ ,  $n$  étant la fréquence initiale et  $m$  un nombre entier. On voit que les distances des composantes sont bien dans un rapport rationnel. Un électron donnera donc, en général, à lui seul, un nombre infini de composantes dont quelques-unes seulement sont assez intenses pour être prévues. Leur nombre dépend de la rapidité de la convergence de la série.

*Le phénomène de Zeeman joue par là le rôle d'un analyseur harmonique pour les mouvements rotatoires de l'atome.*

CONCLUSION. — D'une façon générale, le spectre d'un corps qui nous renseigne sur l'agencement intime de la molécule, nous montre aussi quelle complication règne à l'intérieur de l'édifice élémentaire. Aussi est-il très remarquable que l'on soit déjà arrivé à la connaissance de quelques lois absolument générales et à la prévision de certains phénomènes particuliers (effet Zeeman). De la structure de l'atome qui nous apparaît si complexe même pour les plus simples des corps, comme l'hydrogène, nous ne savons rien ; tout au plus pouvons-nous soupçonner une similitude très vague entre les particules ultimes des éléments, similitude mise en évidence par l'existence du facteur  $N_0$ .

On comprend qu'en présence d'une question si complexe des théories ne soient guère satisfaisantes et ne puissent expliquer toutes les apparences observées; aussi doit-on s'estimer heureux, comme le dit Ritz, « de découvrir les rapports géométriques simples et des forces connues, agissant suivant des lois simples ».

La théorie des électrons, avec Lorentz, s'efforce d'embrasser en vain jusqu'à présent l'ensemble des faits; la théorie de Ritz, restée à l'état embryonnaire par suite de la mort subite de son auteur, mérite d'être prise en considération en raison de sa simplicité même; mais, pour qu'elle soit adoptée, elle devra interpréter l'ensemble des observations, les rattacher à d'autres domaines, et présenter sur les autres modes d'explication l'avantage de l'économie de pensée. Quoi qu'il en soit, à l'heure actuelle, elle paraît mériter l'attention au même titre que les théories de Lorentz, aussi avons-nous cru devoir l'exposer avec quelques détails.

---

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

T. CLII, n° 41, 42, 43, 44, 45 et 46; mars et avril 1914.

G. REBOUL et E.-GRÉGOIRE DE BOLLEMONT. — Transport de particules de certains métaux sous l'action de la chaleur. — P. 758.

Continuation des expériences de M. Blondlot <sup>(1)</sup>, qui avait constaté qu'en chauffant quelques heures deux électrodes en regard, l'une en Pt, l'autre en Cu, il se produisait un dépôt noir sur le platine. L'abondance du dépôt dépend : 1° du temps de chauffe (le dépôt passe par un maximum, puis décroît et disparaît); 2° de la température (maximum atteint d'autant plus vite que la température est plus élevée); 3° de la distance des lames (le dépôt diminue quand la distance augmente); 4° de l'état des surfaces.

E. CAUDRELIER. — Recherches sur la constitution de l'étincelle électrique. P. 762.

Expériences montrant que l'état initial d'ionisation de la coupure influe dans certains cas sur la constitution de la décharge des transformateurs <sup>(1)</sup>; son action est d'ailleurs complexe.

---

<sup>(1)</sup> C. R., t. CII (1886).



GUILLEMINOT. — Sur le rendement en rayons secondaires des rayons X de qualité différente. — P. 763.

Expériences montrant qu'il y a proportionnalité des rayons secondaires produits et des doses de rayons X absorbées par les couches élémentaires d'aluminium pour toutes les qualités de rayons X (avec même coefficient de proportionnalité), sauf peut-être pour les rayons très mous.

SAMUEL LIFCHITZ. — Ecartement des particules dans les mouvements browniens à l'aide de chocs sonores très rapides. — P. 761

VICTOR HENRI et SAMUEL LIFCHITZ. — P. 953.

Les chocs sont produits par l'étincelle de décharge d'un condensateur, et les oscillations sonores ont été observées à l'ultramicroscope et au cinématographe à l'aide des particules de fumée ou de chlorure d'ammonium. Il se produit un déplacement en masse de toutes les particules et un écartement brusque de ces particules dans les sens les plus divers.

L'écartement est dû à une action mécanique : formation de tourbillons de rayons très petits ; il est indépendant de la charge des particules.

G. URBAIN et C. SCAL. — Sur les systèmes monovariants qui admettent une phase gazeuse. — P. 769.

Trois mesures suffisent pour connaître la pression d'un système monovariant admettant une phase gazeuse. Vérifications de la théorie sur les chlorures ammoniacaux.

G. GUILBERT. — Sur la tempête du 13 mars 1911. — P. 804.

L'auteur montre que les principes qu'il a exposés sous le nom de « nouvelle méthode de prévision du temps », appliqués à la carte isobarique du 12 mars au matin, permettaient de prévoir pour le lendemain l'arrivée du cyclone et d'en déterminer l'importance, la vitesse et la trajectoire.

---

<sup>1)</sup> C. R., t. CXLVIII, CXLIX, CL.

A. BALDIT. — Observations sur les charges électriques de la pluie en 1910, au Puy-en-Velay. — P. 807.

Le rapport des pluies positives aux pluies négatives a été trouvé égal à 1,52 ; le rapport des quantités d'eau fournies correspondantes est 1,45.

La charge, dans les pluies d'orage, peut être de l'ordre de 1 à 2 unités C. G. S. électrostatiques par centimètre cube de pluie.

CARPENTIER. — Le tension-mètre de Largier. — P. 832.

C'est une espèce de sonomètre à deux chevalets, l'un fixe, l'autre mobile qu'on déplacera jusqu'à ce que le son du fil étudié s'accorde avec un son fixe (celui d'un diapason à anche s'actionnant à la bouche, par exemple). Application à la mesure des tensions des fils d'aéroplane.

ANDRÉ BROCA. — Sur la constitution d'axes de rotation assez stables pour permettre la mesure des angles géodésiques par la méthode de la répétition. — P. 847 et 1000.

Indication des causes d'erreur. On réalisera le bon appui par un procédé d'appui discontinu analogue à celui des trois roulettes de Chappuis.

La pièce femelle est entaillée de manière à ne laisser subsister que trois rayures en relief à 60°. Un ressort appuiera deux rayures contre l'axe ; enfin une vis de serrage traversant la pièce femelle de l'axe à mi-hauteur permettra, une fois le pointé approximatif fait, de rendre les pièces absolument solidaires et d'éviter aussi les variations du contact de la vis de rappel du mouvement lent. L'huile de graissage doit être tout à fait pure.

Les mesures avec les appareils ainsi modifiés donnent alors d'excellents résultats.

FÉLIX MICHAUD. — Sur les causes qui peuvent produire la variation, à température constante, de la tension de vapeur d'un liquide. — P. 849.

Théorie montrant que la variation, à température constante, de la pression de vapeur d'un liquide est liée à la variation de pression

de ce liquide toujours par la même relation, que cette variation de pression soit celle qui accompagne la courbure d'un ménisque, que ce soit l'effort d'extension produit par la pression osmotique d'un corps dissous ou la pression mécanique transmise par un gaz insoluble. En particulier, la courbure du ménisque n'est pas la cause directe de la variation capillaire de la pression de vapeur, conformément du reste à la théorie de M. Lippmann <sup>(1)</sup>.

E. HENRIOT. — Sur les rayons des métaux alcalins. — P. 851.

Expériences montrant que les sels de césium donnent une déperdition nulle ou douteuse d'un électroscope chargé positivement ; ces sels ne donnent pas non plus d'ionisation appréciable.

A. LEDUC. — Application des principes de la thermodynamique à un cas de magnétostriiction. — P. 853.

Étude thermodynamique de la variation de longueur d'un fil de fer doux, tendu parallèlement aux lignes de force d'un champ magnétique uniforme.

DE BROGLIE et BRIZARD. — Sur la mobilité des ions produits dans l'air par le sulfate de quinine en voie d'hydratation. — P. 855.

La valeur moyenne des mobilités des ions des deux signes est de 1 centimètre par seconde dans un champ de 1 volt par centimètre. Ce sont de petits ions.

MAURICE JOLY. — Sur un tripleur statique de fréquence. — P. 856.

On peut obtenir les multiples impairs de la fréquence (la fréquence triple en particulier) d'un courant alternatif par le même procédé qui a servi à obtenir les multiples pairs <sup>(2)</sup>. Les primaires des deux transformateurs sont reliés en série ; les secondaires sont disposés en série de façon que les forces électromotrices induites de la fréquence primaire soient égales et opposées ; mais, tandis que l'un des

*J. de Phys.*, voir ce vol., p. 264.

<sup>2</sup> *C. R.*, t. CLII, p. 699, et *J. de Phys.*, avril 1911, p. 310.

deux circuits magnétiques est porté par le courant primaire à une induction suffisante pour que la saturation se fasse sentir, l'autre fonctionnera à perméabilité constante, ou possédera une perméabilité de variations contraires aux variations de la perméabilité du premier circuit. Schéma et théorie.

MAURICE COSTE. — Métallographie du système or-tellure. — P. 859.

Par union directe de l'or et du tellure, on ne peut obtenir que le composé  $\text{AuTe}^2$ .

La force électromotrice de dissolution dans l'acide azotique étendu est de  $0^{\circ},65$  pour le tellure et les alliages à moins de 42 0/0 d'or, et de  $0^{\circ},55$  pour les autres alliages.

P. PASCAL. — Recherches magnéto-chimiques sur la structure atomique des halogènes. — P. 863 et 1010.

Les susceptibilités magnétiques du F, Cl, Br, I, ont une partie aliquote commune égale à  $-0,468 \cdot 10^{-7}$ . Dans de nombreux composés halogénés du Cl, Br, I, il se produit une dépréciation de diamagnétisme interprétée en supposant chaque atome d'halogène subdivisé en éléments plus petits dont les propriétés magnétiques s'annulent deux à deux, d'atome à atome, par saturation mutuelle de leurs valences.

Le voisinage de plusieurs atomes de F, attachés à un même atome central, n'introduit aucun trouble dans l'additivité des propriétés magnétiques. Il ne se produit de dépréciation que si le fluor voisine avec un autre halogène. Le fluor est du reste moins diamagnétique qu'on ne pouvait prévoir et se comporte souvent, au point de vue magnétique, comme l'oxygène.

L. HACKSPILL et R. BOSSUET. — Température d'attaque de l'eau par les métaux alcalins. — P. 874.

L'attaque de l'eau par le césium est visible à  $-116^{\circ}$ , par le rubidium à  $-108^{\circ}$ , le potassium à  $-105^{\circ}$  et le sodium à  $-98^{\circ}$ .

MARCEL GUICHARD. — Sur les gaz dégagés des parois des tubes de verre, de porcelaine et de silice. — P. 876.

Les tubes de verre d'Iéna donnent à froid, sous très basse pression, un dégagement négligeable. Les tubes de porcelaine doublement vernis donnent des gaz en quantités extrêmement variables. Les tubes de silice opaque sont criblés de fins canaux contenant des gaz. Ces quantités de gaz se mesurent à l'aide de la jauge Mac-Leod.

Ch. MOUREU et Ad. LEPAPE. — Sur la constance du rapport du krypton à l'argon dans les mélanges gazeux naturels. Hypothèse explicative. P. 934.

Le rapport krypton : argon varie entre  $6,1 \cdot 10^{-6}$  et  $9,2 \cdot 10^{-6}$ , valeurs un peu inférieures au rapport dans l'air  $5,2 \cdot 10^{-6}$ .

Il se peut qu'au cours de l'évolution de la Terre, seuls les gaz rares, chimiquement inertes, soient restés en totalité libres, et le rapport en tous les points de la Terre se sera altéré localement par occlusion, dissolution, etc.

DEVAUX-CHARBONNEL. — Mesure directe de l'affaiblissement et de la caractéristique des lignes téléphoniques. — P. 931.

On mesure, au pont à téléphone, l'impédance au départ de la ligne, puis on place à l'extrémité de la ligne une impédance de même valeur. On mesure alors à nouveau l'impédance au départ ; on place à l'extrémité une impédance égale, etc., jusqu'à trouver la même impédance à l'arrivée et au départ. La théorie montre que cette impédance est égale à la caractéristique. La mesure au Duddell, en tenant compte de la résistance de l'appareil, du rapport des courants de départ et d'arrivée, donnera l'affaiblissement.

A. BERGET. — Détermination précise de la salinité des eaux de mer par la mesure de l'indice de réfraction. — P. 984.

On utilisera le réfractomètre Féry avec les perfectionnements qu'indique l'auteur ; on l'étalonnera par des expériences sur des solutions titrées de NaCl et des solutions d'eau de mer, dont les variations d'indice ont été trouvées égales à la concentration saline.

GOUY. — Sur l'action intercatodique dans un champ magnétique uniforme.  
P. 989.

Théorie complétant l'explication du mode de décharge nommé action intercatodique par la capture des électrons assujettis à osciller le long des lignes de force magnétique et s'accumulant ainsi en produisant une abondante ionisation.

SALET. — Sur l'absorption et la diffusion de la lumière par les météorites de l'espace intersidéral. — P. 994.

Il est possible que l'apparence du ciel étoilé ne soit pas due à une variation du nombre des étoiles avec la distance, mais à l'absorption et à la diffusion de la lumière par les météorites.

CH. FABRY et H. BUISSON. — Application des interférences à l'étude des nébuleuses. — P. 995.

Expériences préliminaires. A la suite d'une lunette au point pour l'infini, on place l'appareil interférentiel (lame d'air à faces parallèles comprises entre deux surfaces planes recouvertes d'une mince couche d'argent), et on regarde à travers celui-ci. On voit alors l'image de la nébuleuse sur laquelle se projettent les anneaux. On peut aussi photographier.

Les anneaux observés d'Orion sont dus à  $\lambda = 5007$ .

Les anneaux d'Orion photographiés sont dus à  $\lambda = 4341$  de l'H et à une radiation inconnue  $\lambda = 3727$ .

L. HARTMANN. — Sur le mécanisme de la déformation permanente dans les métaux soumis à l'extension. — P. 1005.

Etudes de barrettes d'acier trempé, d'épaisseur relativement faible. Dès que la limite élastique est atteinte, la pellicule d'oxyde du recuit se soulève brusquement en quelques points et forme les faces de pyramides quadrangulaires isolées, semblables entre elles et semblablement disposées; leurs plans diagonaux sont perpendiculaires et parallèles à l'axe longitudinal de la lame. L'augmentation de la charge fournit de nouvelles pyramides, et finalement la surface se recouvre de pyramides. Au voisinage de la charge

maxima, des strictions obliques apparaissent d'un bord à l'autre de la barrette. Dès que la limite élastique est dépassée, le mouvement moléculaire s'opère donc suivant des directions faisant un angle  $\alpha$  avec l'arc de la barrette.

G.-A. HEMSALECH. — Sur le spectre de lignes de l'air donné par l'étincelle de self-induction. — P. 1008.

Tableau des longueurs d'onde et des intensités relatives des principales raies d'un deuxième spectre de lignes de l'air, émis exclusivement par les oscillations de l'étincelle.

A. TIAN. — Sur la décomposition de l'eau par la lumière ultra-violette. — P. 1012.

Sous l'action des radiations émises par une lampe à vapeur de mercure en quartz, l'eau est décomposée en H et H<sup>2</sup>O<sup>2</sup>, qui se décompose à son tour et donne de l'O. Au bout d'un temps suffisant, les gaz dégagés sont ceux obtenus par l'électrolyse.

H. LAROSE. — Sur le problème du câble limité dans les deux sens. — P. 1051.

Théorie mathématique.

DUSSAUD. — Emplois nouveaux des ampoules de bas voltage. — P. 1054.

On fixe sur le pourtour d'un disque seize ampoules à filament de Tu 10 volts, 1 ampère), et le disque tourne de façon que chaque ampoule reçoive un courant de 20 volts, 1,5 ampère, pendant une fraction de seconde. On réalise ainsi avec 30 watts une lumière froide équivalente à 10.000 bougies devant un système optique approprié. On peut de la même façon réaliser économiquement des phares à longue portée, des projections de toute nature et, avec des ampoules de quartz ou d'uviolet, obtenir des radiations ultra-violettes pour stérilisations, photographies, etc.

GUILLAUME DE FONTENAY. — Sur la reproduction photographique des documents par réflexion (cataphotographie). — P. 1055.

On place dans un châssis-presse : 1° une plaque sensible, le dos au contact de la glace forte; 2° le document à reproduire, au con-

tact de l'émulsion. Le châssis est recouvert de son volet, puis on expose plus ou moins à la lumière, que les parties noires absorbent et que les parties blanches diffusent et réfléchissent sur les régions correspondantes de la couche sensible ; d'où un négatif analogue à celui obtenu en copiant le document par transparence. Détails sur les plaques, leur développement et la reproduction des couleurs.

G. BOIZARD.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXI ; avril 1911.

J.-W. NICHOLSON. — Sur la diffraction des ondes électriques autour d'une grande sphère. — P. 281-295.

Dans cette quatrième partie, l'auteur complète les solutions données dans les parties précédentes, en poussant l'approximation jusqu'au second ordre. Mémoire purement mathématique.

W.-F.-G. SWANN. — Le problème de la rotation uniforme d'un cylindre circulaire dans ses rapports avec le principe de relativité. — P. 342-348.

La question a été déjà envisagée par divers auteurs. Ehrenfest a fait observer que, pour se conformer au principe de relativité, on doit supposer que chaque élément de circonférence animé d'une vitesse linéaire se contracte dans le rapport :

$$\left(1 - \frac{v^2}{C^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

(C, vitesse de la lumière), tandis que les éléments du rayon qui se déplacent dans une direction normale à leur longueur doivent conserver une longueur invariable. Ces conditions paraissent incompatibles. Stead et Donaldson ont essayé de lever l'incompatibilité en rapprochant le cas du cylindre mobile autour de son axe de celui d'un disque mince animé d'un mouvement de rotation autour d'un axe perpendiculaire à son plan.

Dans le cas du disque, on peut satisfaire aux principes en admettant que, lors de la rotation, le disque se creuse au centre en devenant concave. On peut supposer par analogie que le cylindre



s'amincit dans la partie médiane. Toutefois cette explication soulève plusieurs objections. L'objet du présent mémoire est de fournir une solution qui soit à l'abri de ces objections.

L'auteur montre qu'on peut l'obtenir en partant des équations établies par Larmor pour traiter le problème général du mouvement de translation uniforme (1).

J.-W. NICHOLSON. — Sur l'amortissement des vibrations d'une sphère diélectrique et le rayonnement d'un électron vibrant. — P. 438-446.

Dans deux notes précédentes, l'auteur a montré que, si l'on regarde un électron comme non déformable lorsqu'il est en mouvement, on doit attribuer à l'intérieur de cet électron les propriétés d'un diélectrique de grande capacité inductive.

L'objet de la présente note est d'étudier la rapidité avec laquelle décroissent les vibrations libres d'une sphère diélectrique dans le cas où la sphère part du repos et où l'amplitude du mouvement demeure petite.

Cette étude — toute mathématique — conduit à des conclusions intéressantes au sujet du rayonnement d'un électron (non déformable et doué des propriétés d'un diélectrique), quand il reçoit des ondes incidentes planes.

W. WILSON. — L'effet de la température sur le coefficient d'absorption du fer pour les rayons  $\gamma$ . — P. 532-534.

Un bloc de fer de 7 centimètres d'épaisseur est disposé dans un fourneau à moufle et peut être chauffé à l'aide d'un chalumeau à gaz. On fait passer au travers du bloc de fer (et du fourneau) les rayons émis par 30 milligrammes de bromure de radium contenu dans un tube, et l'on mesure l'intensité des rayons transmis à l'aide d'un électroscope protégé du rayonnement calorifique par une épaisse couche d'amiante. L'expérience donne un résultat nettement négatif : que le fer soit froid ou chaud, il ne se produit aucune différence d'intensité dans les rayons transmis.

---

(1) *Ether et Matière*, p. 167-177.

LORD RAYLEIGH. — Sur une interprétation physique du théorème de Schlömilch sur les fonctions de Bessel. — P. 567-571.

Le théorème en question est le suivant : Une fonction  $f(r)$  qui est finie et continue pour les valeurs réelles de  $r$  comprises entre 0 et  $\pi$ , peut être développée sous la forme :

$$f(r) = a_0 + a_2 J_0(r) + a_4 J_0(2r) + \dots,$$

$J_0$  étant la fonction bien connue de Bessel.

On en trouve une interprétation physique dans la théorie des vibrations sonores. C. TISSOT.

O.-W. RICHARDSON et H.-L. COOKE. — Chaleur dégagée par l'absorption d'électrons par les métaux. — P. 404.

Suite d'un travail antérieur où les auteurs ont étudié le même phénomène en recevant sur une feuille de platine les électrons provenant d'un filament d'osmium (1).

MM. Richardson et Cooke montrent ici, d'abord, que la pression ne semble pas avoir d'influence. Entre  $20 \times 10^{-4}$  millimètres et  $31 \times 10^{-4}$  millimètres, le courant thermo-ionique reste le même.

Les expériences faites avec le platine sont répétées avec les métaux suivants : or, nickel, cuivre, bronze phosphoreux, palladium, argent, aluminium, fer. Le changement de contexture du métal, notamment dans le cas de l'aluminium, complique le phénomène. Cependant les résultats sont du même ordre de grandeur pour tous les métaux essayés ; les différences de potentiel trouvées allant de 4,5 à 7,5 volts. L'émission semble présenter deux régions de stabilité l'une à haute, l'autre à basse température. Il faudra tenir compte de ce phénomène inexpliqué pour décider si, conformément à la théorie de M. Richardson (2), le dégagement de chaleur est indépendant du métal qui reçoit l'émission négative.

J. CROSBY CHAPMAN. — Emission par les vapeurs d'un faisceau homogène de rayons secondaires de Röntgen. — P. 446.

La vapeur étudiée est placée dans une caisse métallique munie de fenêtres d'aluminium sur deux côtés contigus : l'une sert à faire

(1) *Phil. Mag.*, p. 173 (juillet 1910).

(2) *Rapports du Congrès int. de Radiologie*, Bruxelles, 1910.

arriver un faisceau de rayons de Röntgen dans la vapeur, l'autre à recevoir la radiation secondaire dans deux électroscopes. L'appareil est disposé de façon que seule la radiation émanée de la vapeur parvienne dans ceux-ci. On place devant l'un deux une feuille d'aluminium; la déviation diminue, tandis que celle de l'autre demeure invariable. On peut ainsi déterminer le rapport  $\frac{\lambda}{\rho}$  qui définit le pouvoir pénétrant de la radiation;  $\rho$  est la densité de l'aluminium et  $\lambda$  le coefficient d'absorption; une épaisseur  $x$  d'aluminium diminue l'intensité des rayons de  $e^{-\lambda x}$ . Le bromure d'éthyle a donné le même nombre 16,4 que le bromure de sodium solide. En comparant cette absorption à celle que produit la radiation du sélénium, du strontium et du molybdène dont les poids atomiques sont voisins de ceux du brome. La courbe des coefficients d'absorption confirme que ce corps émet la même radiation à l'état solide et à l'état de vapeur. Des expériences sur l'iodure de méthyle et sur l'iode solide conduisent au même résultat, ce qui est un argument en faveur de la nature atomique des rayons secondaires.

L'auteur a ensuite comparé le phénomène dans le cas d'hydrogène et d'anhydride carbonique saturés de bromure d'éthyle. Le coefficient d'absorption est le même dans les deux cas, ce qui est un argument contre la théorie du bombardement moléculaire.

F.-W. JORDAN. — Mesure directe de l'effet Peltier. — P. 454.

La méthode employée ici se rattache à celle proposée par Pellat<sup>(1)</sup> qui aurait compensé la chaleur absorbée au contact des deux métaux traversés par un courant par la chaleur dégagée par effet Joule dans un fil isolé noyé dans la masse.

Il s'agit ici du couple cuivre-bismuth.

Le courant principal traverse un premier cylindre de cuivre, un barreau de bismuth, un deuxième cylindre de cuivre, de sorte qu'il y a toujours absorption de chaleur à l'une des soudures, dégagement à l'autre. L'élimination de l'effet Joule se fait par inversion du courant. Une bobine de chauffage est noyée dans chacune des pièces de cuivre au voisinage de la soudure; c'est par le bismuth même que passe le courant de chauffage. La bobine est traversée par un cou-

(1) *Comptes rendus*, t. CXXXIII, p. 4621; 1901.

rant, indépendant du courant principal amené par des conducteurs isolés. Tout l'appareil est placé dans une caisse de cuivre dont un prolongement peut plonger dans un vase plein d'eau et de glace pour assurer la constance de la température.

Pour faire une expérience, on amène le courant de chauffage à une valeur fixe et on attend que deux soudures thermoélectriques cuivre constantan qui indiquent la différence de température des cylindres impriment à un galvanomètre une déviation fixe, deux autres soudures étant plongées dans de l'eau ou de la glace.

La valeur du coefficient :

$$P = T \frac{dE}{dT},$$

est à 22°  $453,8 \times 10^{-6}$  volt, à 20°,  $653,6 \times 10^{-6}$ , à 8°,  $152,0 \times 10^{-6}$ .

La chaleur dégagée par effet Joule en dehors des soudures a une valeur inférieure aux erreurs expérimentales.

Les nombres trouvés sont de l'ordre de grandeur de ceux que Perrot (1) a donnés pour un contact de Cu-Bi perpendiculaire au plan de clivage principal du bismuth.

La méthode peut s'appliquer à un autre métal, les bobines de chauffage étant toujours placées dans le cuivre bon conducteur.

M. Jordan veut étudier ainsi l'action du champ magnétique sur l'effet Peltier.

J.-E. IVES et S.-J. MAUCHLEY. — Nouvelle forme d'inducteur terrestre.  
P. 579.

Le principe de la méthode consiste en la mesure au moyen d'un galvanomètre balistique du flux coupé par une barre conductrice se déplaçant dans le champ terrestre. Le conducteur mobile glisse sur deux des côtés d'un cadre horizontal, formé par quatre tubes de laiton de 1 mètre de longueur chacun. Une coupure est pratiquée sur chacun des côtés parallèles; à l'une d'elle se trouvent les connexions avec le galvanomètre, l'autre met un fil isolé intérieur au tube de cuivre en communication avec un circuit auxiliaire où se trouvent une batterie, un ampèremètre étalonné, un rhéostat de réglage et une clef qui permet de faire varier ainsi le flux dans le premier circuit sans déplacer la barre mobile; c'est ainsi qu'on

(1) *Arch. des Sc. ph. et nat.*, août 1898.

étalonne l'appareil, connaissant le coefficient d'induction mutuelle des deux circuits intérieur et extérieur qu'on peut confondre avec le coefficient de self-induction calculé par Maxwell. Sa valeur était 3568 centimètres. Le glissement de la barre sur 15 centimètres donnait une déviation de 7<sup>cm</sup>,06 sur l'échelle du galvanomètre. La déviation produite par la rupture ou la fermeture d'un courant de deux ampères dans le circuit intérieur étant de 6<sup>cm</sup>,19, on calcule facilement la composante verticale :

$$Z = \frac{7,06}{6,19} \times \frac{3568 \times 2}{1510} = 0,538 \text{ C. G. S.}$$

Une mesure comparative au moyen de l'inducteur d'Edelmann a donné 0,548.

En disposant le cadre verticalement, on pourra mesurer la composante horizontale en grandeur, direction et sens.

A. GRUMBACH.

A.-B. MESERVEY. — Recherches sur les potentiels de décharge dans le gaz aux basses pressions. — P. 479-499.

I. L'étude des potentiels de charge dans un champ cylindrique produit entre deux électrodes cylindriques concentriques a conduit aux conclusions suivantes :

1<sup>o</sup> Pour chaque valeur du diamètre du cylindre intérieur, on obtient deux courbes différentes des potentiels de décharge, correspondant aux deux directions du champ. Pour les petits diamètres, les deux courbes se croisent au voisinage de la pression critique, celle qui correspond au cas de l'électrode intérieure négative étant plus haute du côté des basses pressions; elles tendent à coïncider lorsque, le diamètre de l'électrode intérieure étant assez grand, le champ se rapproche de celui qui s'établirait entre deux plaques parallèles;

2<sup>o</sup> Le potentiel explosif minimum dépend du diamètre de l'électrode intérieure, et il est toujours plus petit quand cette électrode est négative;

3<sup>o</sup> Le potentiel explosif minimum est toujours plus élevé que celui qui correspond au cas d'un champ entre plaques parallèles, lorsque l'électrode intérieure est positive; il est moins élevé au contraire quand elle est négative. Les valeurs les plus basses obtenues sont 311 volts pour l'air et 240 volts pour l'hydrogène;

4° Lorsque l'électrode intérieure est positive, les courbes tracées pour montrer la relation entre le diamètre et le potentiel explosif à pression constante sont plus hautes que celles qui correspondent au cas d'un champ entre plaques parallèles. Elles sont plus basses quand l'électrode intérieure est négative, la différence entre les courbes positive et négative diminuant d'ailleurs avec la pression;

5° Les courbes tracées pour montrer la relation entre le diamètre et le potentiel explosif minimum donnent lieu aux mêmes remarques. Lorsque l'électrode intérieure est positive, si l'on fait décroître son diamètre, la valeur du potentiel explosif croît d'abord, passe par un maximum, pour décroître ensuite rapidement. C'est le contraire qui arrive lorsque l'électrode intérieure est négative ;

6° Les résultats obtenus pour des pressions supérieures à la pression critique s'expliquent d'après la théorie de l'ionisation par chocs entre les ions et les molécules gazeuses. Au-dessous de cette valeur, ils s'accordent parfaitement avec la supposition qu'il se produit à ces pressions une sorte de radiations non pénétrantes dues au choc des ions négatifs contre l'électrode positive.

II. Lorsqu'on fait passer un courant électrique dans l'enceinte où l'on fait ensuite éclater la décharge, on observe un accroissement de la valeur du potentiel explosif.

R. ROSSI. — Déplacement des raies spectrales par la pression. — P. 499-504.

Le phénomène du déplacement des raies spectrales sous l'influence de la pression a été d'une façon générale interprété de deux manières. Les uns ont pensé qu'il y avait là une action directe de la pression : pour d'autres, au contraire (Larmor, Fitz-Gerald, Richardson), c'est la variation du pouvoir inducteur spécifique qui joue le rôle le plus important.

Or si, d'après la dernière manière de voir, le déplacement est proportionnel à  $\mu^2 - 1$ ,  $\mu$  étant l'indice de réfraction du milieu, on aura des déplacements très différents si la source de lumière est placée successivement dans des atmosphères constituées par des gaz différents. En passant de l'air au gaz carbonique, le déplacement varierait de 2 à 3.

D'après les mesures faites dans la région  $\lambda$  4422,67; 4736,91, sur 23 raies du spectre d'arc du fer obtenu à des pressions de 15, 20 et 30 atmosphères avec un réseau concave de 21 pieds  $1/2$ , le dépla-

cement moyen par atmosphère est de 0,00411 A. U. quand l'arc brûle dans l'air et de 0,80401 A. U. avec le gaz carbonique.

Il ne semble donc pas que la variation du pouvoir conducteur spécifique soit la cause réelle du phénomène découvert par Humphreys.

A. HUGHES. — La lumière ultra-violette de l'arc au mercure. — P. 393-404.

I. Dans la plupart des expériences relatives à l'effet photoélectrique, la source de lumière et la plaque illuminée sont séparées par une fenêtre de quartz ou de fluorine. De cette sorte, les radiations de longueur d'onde plus petite que  $\lambda$  1450 pour le quartz et  $\lambda$  1230 pour la fluorine sont absorbées. Afin d'éviter cette absorption, Hughes a réuni dans la même enceinte la source de lumière ultraviolette, constituée par un arc au mercure, et la plaque exposée au rayonnement. Celle-ci est d'ailleurs placée assez loin de l'arc pour qu'au point où elle se trouve la pression de la vapeur de mercure soit très faible. Elle est en outre protégée contre l'action directe des ions positifs venant de l'arc par un champ électrostatique interposé. Une lame de quartz peut être placée à volonté entre l'arc et la plaque à illuminer. La vitesse des électrons émis par cette plaque est mesurée par le potentiel négatif, auquel il est nécessaire de porter un cylindre qui l'entoure pour arrêter leur émission.

Dans ces conditions la vitesse maxima des électrons due à la lumière de l'arc au mercure correspond à un potentiel compris entre — 3,0 et — 3,1 volts. Si l'on interpose la lame de quartz, le potentiel correspondant est seulement — 1,43 volts; dans les mêmes conditions la vitesse maxima des électrons due à la lumière d'un tube contenant de l'hydrogène à la pression de 2 millimètres correspond à un potentiel de — 2,18 volts.

Si l'on admet la loi de Ladenburg suivant laquelle la vitesse maxima des électrons est proportionnelle à la fréquence de vibrations de la lumière entrant en jeu, il résulte de là que :

1° L'arc au mercure n'émet pas de radiation appréciable entre  $\lambda$  1450 et  $\lambda$  1788, ces longueurs d'onde correspondant respectivement aux potentiels — 2,18 et — 1,43 volts;

2° Le spectre ultra-violet du mercure s'étend jusqu'à  $\lambda$  1230 environ;

3° La décharge dans l'hydrogène a relativement plus d'énergie que l'arc au mercure dans le domaine des courtes longueurs d'onde.

II. Le mécanisme de l'effet photo-électrique peut s'interpréter de trois façons différentes :

• 1° La lumière a une structure moléculaire et chaque unité de lumière libère un électron des molécules appartenant à la surface que reçoit le faisceau lumineux (Planck).

2° L'effet photoélectrique est un phénomène de résonance: de la lumière de fréquence convenable peut rendre instable l'équilibre de certains systèmes d'atomes matériels (J.-J. Thomson).

3° Les électrons émis par une surface sont en équilibre thermique avec le faisceau incident.

Dans les trois hypothèses, la vitesse des électrons émis est liée de façon analogue à la fréquence de vibrations de la lumière incidente. Mais, si le faisceau incident comprend un faisceau de très courtes longueurs d'onde et un autre de longueurs d'onde plus grandes, la distribution résultante des vitesses, d'après les deux premières hypothèses, sera simplement la somme des distributions dues aux composantes du faisceau total. Il n'en sera pas de même avec la troisième hypothèse.

L'expérience, conduite de façon à éliminer les perturbations dues aux réflexions sur les surfaces, a donné des résultats conformes aux deux premières hypothèses, dans les limites des erreurs d'observation.

NORMAN CAMPBELL. — Le principe de relativité pour le sens commun.  
P. 502-517.

L'auteur expose les propositions fondamentales de la théorie de la relativité d'Einstein et discute ensuite les objections qui lui ont été faites, en se plaçant au point de vue du physicien de laboratoire. Voici l'exposé des principes de la théorie.

La théorie de la relativité a pour objet d'établir une connexion entre les lois établies pour un système dont toutes les parties sont en repos relatif (*quiet system*) et celles qui s'appliquent aux systèmes dont certaines parties se meuvent relativement aux autres parties (*disturbed system*). — Elle repose sur les propositions suivantes.

A) Toute loi, et par suite toute théorie, qui s'applique à un système quiescent (*quiet*), comprenant toutes les parties dont il est fait mention dans la loi ou la théorie en question, s'applique également à tous les systèmes quiescents (*quiet*) qui n'ont pas d'accélération par rapport à ce système. — C'est le premier postulat de la relativité.



B) L'espace est homogène et a trois dimensions, le temps est homogène et a une dimension.

C) Si la vitesse d'un système  $S'$  relativement à un système  $S$  déterminée par un observateur placé en  $S$  est  $v$ , la vitesse de  $S$  relativement à  $S'$  déterminée par un observateur placé en  $S'$  est également  $v$ .

D) La vitesse de la lumière reste toujours la même pour tous les observateurs, à condition toutefois qu'ils n'aient pas d'accélération l'un par rapport à l'autre. — C'est le deuxième postulat.

D'après cela, soit un système troublé composé de deux parties A et B, dont la vitesse relative est  $v$  et qui, considérées à part, forment chacune un système quiescent, A étant la partie qui contient l'observateur et ses instruments pour mesurer  $x, y, z, t$ . Si A et B formaient ensemble un système quiescent, les lois des systèmes quiescents permettraient d'établir une relation entre les coordonnées et le temps d'une part et des quantités  $P, Q, R, \dots$  représentant l'état physique du système d'autre part. Pour obtenir la relation qui s'applique au système troublé, il suffira de remplacer pour toutes les particules de B : 1° les coordonnées  $x, y, z$  et  $t$  par  $x', y', z'$  et  $t'$  en faisant :

$$(x', y', z', t') = \left[ \beta(x - vt), y, z, \beta \left( t - \frac{vx}{c^2} \right) \right];$$

2° les quantités  $P, Q, R, \dots$  par  $P', Q', R', \dots$ , ces dernières quantités étant déterminées par rapport à  $x', y', z', t'$ , par la même relation qui détermine  $P, Q, R$ , en fonction de  $x, y, z, t$ .

A.-E. OXLEY. — Appareils pour produire de la lumière polarisée circulairement. — P. 517-532.

Les appareils décrits par l'auteur ont l'avantage de ne faire subir aucune translation latérale au faisceau lumineux transmis, tout comme une lame quart d'onde ; et de plus, ils peuvent être utilisés, à la place des parallépipèdes de Fresnel, sur un domaine spectral très étendu.

I. — Le premier appareil, appelé birhombe, est constitué par deux parallépipèdes accolés suivant une de leurs bases et disposés symétriquement par rapport à ce plan commun. L'angle du rhombe est de  $75^\circ$  pour un verre d'indice  $n_0 = 1,51$  et de  $74^\circ 38', 2$  pour le verre violet très transparent et peu dispersif d'indice  $n_0 = 1,5035$ .

Un faisceau de lumière polarisée rectilignement, entrant normalement à la première base du birhombe, subit à l'intérieur quatre réflexions totales et sort normalement à la dernière face sans qu'aucun rayon n'ait éprouvé de translation latérale. La lumière émergente est polarisée circulairement.

Le changement qu'apporte la variation de la longueur d'onde dans la différence de phase résultante des deux composantes de la vibration est deux fois moindre qu'avec un parallépipède de Fresnel.

La longueur totale du birhombe est de 15 centimètres pour une ouverture de 4<sup>cm</sup>, 1.

II. — Le deuxième appareil, plus compact que le premier, est constitué par un solide dont la section droite, prise dans le sens de la longueur, est formée par deux trapèzes rectangles ayant leur petite base commune et symétriquement disposés par rapport à cette base. L'angle aigu du trapèze est égal à 75° et la longueur totale du bitrapézoïde correspondant à une ouverture du faisceau de 1 centimètre est égale à 7<sup>cm</sup>, 5.

Un faisceau de lumière polarisé rectilignement entre normalement à la première base du solide, subit à l'intérieur trois réflexions totales et sort normalement à la dernière face, ayant subi une inversion, mais sans être déplacé latéralement. — La lumière émergente est polarisée elliptiquement, la polarisation devenant circulaire si l'azimut de polarisation de la lumière incidente est de 49° 2'.

L'appareil peut être utilisé aussi avantageusement que le parallépipède de Fresnel dans un domaine spectral  $1\frac{1}{2}$  fois plus grand.

A. MICHELSON. — Sur les couleurs métalliques des oiseaux et des insectes.  
P. 534-567.

En comparant les caractères de la coloration produite par la réflexion métallique et les couleurs des oiseaux et des insectes, A. Michelson arrive à cette conclusion que, sauf exceptions, les couleurs que l'on observe sur les ailes des oiseaux, des papillons et des insectes, sont dues à un phénomène de la nature de la réflexion métallique.

F. CROZE.

## ANNALEN DER PHYSIK.

T. XXXIV, n° 4 ; 1911.

KARL SETTNIK. — Sur les ondes très peu amorties qui prennent naissance dans le circuit purement métallique obtenu en fixant des antennes aux bornes de l'éclateur d'un oscillateur. — P. 565-589.

Deux circuits oscillants qui ont comme partie commune l'éclateur sont susceptibles de présenter des phénomènes particuliers dus aux variations de résistance de l'étincelle. L'auteur a réalisé un dispositif de ce genre, et il a constaté qu'aux oscillations propres des deux circuits couplés se superposait une troisième onde caractérisée par un très faible amortissement.

Le premier circuit comprenait un condensateur à huile de paraffine d'une capacité de 33 centimètres, un éclateur plongé dans du pétrole ; le fil de cuivre complétant le circuit avait une self-induction de 344 centimètres. Chacune des deux électrodes de l'éclateur portait une vis de pression où pouvait être fixée une antenne. Ces antennes constituaient le second circuit oscillant. Elles étaient tendues dans un plan horizontal perpendiculaire au plan du premier circuit par des fils de soie attachés à leurs extrémités libres. Leur longueur a varié au cours des essais ; leur écartement était d'environ 7 centimètres. L'éclateur était alimenté par une bobine d'induction et trois accumulateurs. Pour l'étude des oscillations dans le premier circuit, on disposait un résonateur avec condensateur à air variable. L'énergie oscillante induite était mesurée à l'aide d'un couple fer-constantan et d'un galvanomètre très sensible. L'appareil de résonance pour l'étude des oscillations dans le circuit des antennes consistait en deux conducteurs de laiton dont les extrémités étaient réunies en court-circuit du côté opposé aux antennes. Un système de coulisses permettait de faire varier leur longueur. Un couple fer-constantan et un galvanomètre mesuraient l'énergie oscillante.

Dans une première série d'expériences, on opérait avec une longueur d'étincelle de 0<sup>mm</sup>,75, qui, d'après les résultats d'essais préliminaires, correspondait, avant qu'on ait fixé les antennes, au minimum d'amortissement des ondes dans l'oscillateur. On constata dès

---

(1) LÉNARD, *Heidelberg Acad. d. Wiss.*, 1909.

la première inspection des courbes de résonance que, en dehors des oscillations propres des antennes, indépendamment des oscillations de l'oscillateur, il se produirait des ondes très peu amorties. De ce faible amortissement on pouvait conclure qu'elles avaient pour siège un circuit purement métallique. En fait, ce circuit était constitué par chacune des deux moitiés de l'oscillateur et par les antennes. Il se fermait d'un côté par le condensateur à huile de paraffine, d'un autre côté par la capacité des antennes. L'oscillation peu amortie peut d'ailleurs être décelée aussi bien par le résonateur destiné à l'étude des ondes dans l'oscillateur que par l'appareil de résonance couplé avec les antennes. L'auteur a reproduit dans son mémoire les courbes de résonance obtenues expérimentalement pour différentes longueurs d'antenne comprises entre 1<sup>m</sup>,20 et 2 mètres. De ces courbes, assez complexes puisqu'elles se composent, en général, de trois oscillations, il a déduit graphiquement l'allure de l'onde peu amortie faisant l'objet de ses recherches. En appliquant l'équation de Bjerkness, on trouve que le décrement logarithmique  $\gamma$ , caractéristique de l'amortissement, est très petit, quelle que soit la longueur des antennes ; sa valeur est comprise entre 0,02 et 0,03. L'intensité de l'oscillation est plus grande quand le circuit de l'oscillateur et le circuit des antennes ont des périodes propres voisines. Les longueurs d'onde obtenues expérimentalement concordent tout à fait avec celles que l'on peut déterminer *a priori* par le calcul, connaissant la constitution du circuit.

En examinant de près le mécanisme du phénomène, on se rend compte que des échanges d'énergie peuvent se produire entre le circuit de l'oscillateur et celui des antennes au moment des extinctions de l'étincelle de l'éclateur. Ce serait là l'origine des oscillations peu amorties. Il est alors à prévoir que la nature de l'étincelle jouera un rôle important. La première série d'expériences avait été réalisée avec une forte étincelle « crépitante ». Avec une étincelle courte et faible que l'auteur désigne sous le nom d'étincelle « sifflante », la tension au condensateur est plus élevée au moment de l'extinction et les effets obtenus sont beaucoup plus intenses. En diminuant l'intervalle d'étincelle à 0<sup>mm</sup>,2, les déviations du galvanomètre sortaient de l'échelle et il fallut éloigner le résonateur. Sur les courbes relevées dans ces conditions, l'oscillation peu amortie apparaît à peu près pure. Les oscillations propres des circuits couplés sont, en effet, extrêmement affaiblies dans le cas des petites longueurs d'étin-

celles ; dans un exemple cité par l'auteur, leur importance vis-à-vis de l'oscillation peu amortie était de 8 0/0. Il y aurait donc peut-être là un moyen pratique de produire des ondes purement sinusoïdales, de très faible amortissement. Il offrirait l'avantage d'une assez grande souplesse pour le réglage de la fréquence. En agissant sur la longueur des antennes, l'auteur a pu faire varier les longueurs d'onde de 800 centimètres à 500 centimètres sans que le décrement logarithmique  $\gamma$  dépassât jamais 0,03.

PAUL DE LA GORCE.

MARTIN-KUNDSSEN. — La conductibilité calorifique moléculaire des gaz et le coefficient d'accommodation. — P. 593-656.

La quantité de chaleur qui passe entre deux plateaux à des températures différentes, distants d'une quantité infiniment petite par rapport au chemin des molécules, est donnée par :

$$Q = S\tau(T'_1 - T'_2) p\epsilon$$

avec

$$\epsilon = 43,46 \cdot 10^{-6} \frac{\frac{c_p}{c_v} + 1}{\frac{c_p}{c_v} - 1} \frac{1}{\sqrt{MT}}$$

(Q, chaleur qui passe en cal.-gr. ; S, surface des plateaux en centimètres carrés ;  $\tau$ , temps en secondes ;  $T'_1 - T'_2$ , différence de température entre les deux plateaux ;  $p$ , pression en  $\frac{\text{dynes}}{\text{cm}^2}$  ;  $\epsilon$ , coefficient de conductibilité calorifique ;  $c_p$ , chaleur spécifique à pression constante ;  $c_v$ , chaleur spécifique à volume constant ; M, masse moléculaire du gaz ; T, température absolue du gaz.)

L'expérience montre qu'en fait la formule précédente n'est pas vérifiée ; si  $\epsilon'$  est le coefficient de conductibilité expérimental, on a toujours :

$$\epsilon' < \epsilon.$$

$\epsilon'$  dépend de la nature des plateaux et tend vers  $\epsilon$  lorsque la rugosité de ces derniers augmente.

L'auteur est alors conduit à poser :

$$\epsilon' = \frac{a}{2 - a} \epsilon,$$

$\alpha$  étant ce qu'il nomme le coefficient d'accommodation, coefficient dont il précise la signification cinétique.

Le mémoire contient en outre un grand nombre de déterminations expérimentales sur la valeur de  $\alpha$ ; par exemple, lorsqu'on utilise soit une surface de verre polie, soit une surface de platine et de l'hydrogène, on trouve :

$$\alpha = 0,26, \quad \epsilon = 10,968 \cdot 10^{-6}.$$

Des mesures ont été faites depuis la température de l'air liquide jusqu'à 140°. Dans un cas particulier, le coefficient d'accommodation de l'hydrogène a varié de 0,350 à 0° à 0,423 à — 192°.

Le coefficient d'accommodation a une valeur d'autant plus grande que la masse moléculaire du gaz est plus élevée. Il en résulte que  $\epsilon'$  diffère beaucoup plus de  $\epsilon$  pour l'hydrogène que pour l'oxygène et le gaz carbonique.

BAUER.

GÜNTER SCHULZE. — Influence des électrolytes sur la tension maxima des soupapes électrolytiques. — P. 657-710.

L'auteur emploie d'abord le tantale, qui fait soupape dans presque tous les électrolytes; il compare ensuite les autres métaux à celui-ci.

Une cellule électrolytique munie d'une anode de tantale, d'une cathode indifférente en platine est mise en série avec une résistance réglable sur une haute tension continue; l'appareil est plongé dans la glace et, au moyen de la résistance, on maintient l'intensité constante. On voit alors la chute de potentiel anodique augmenter avec la durée de la mise en circuit; la courbe obtenue en portant les temps en abscisses et les différences de potentiel en ordonnées caractérise chaque électrolyte. Elle présente deux coudes très marqués. Au premier, commencent à jaillir de petites étincelles et l'accroissement de tension avec le temps se ralentit. Au second coude éclatent des étincelles qui produisent le bruit du piore écrasé et la tension demeure constante: le maximum est atteint. Le premier coude dépend de la nature du métal plus que de l'électrolyte; les étincelles obtenues à la pression atmosphérique sont très courtes, tandis que la densité de courant est très grande. D'après M. Schulze, le dégagement gazeux et les phénomènes thermiques concomitants contribuent à

accroître la distance explosive, de sorte que la tension n'a pas le temps de tomber pendant que l'étincelle éclate.

L'expérience montre que c'est la concentration en ions-équivalents qui caractérise le mieux le phénomène.

La tension maxima dépend de la concentration en anions libres. Les métaux qui entrent dans des anions complexes libres donnent un maximum indépendant de la nature du groupement, différent pour chaque métal. Tel est le cas du fer, du chrome par exemple. Le platine à la concentration 0,05 en anions libres donne une tension de 20 volts; l'aluminium à l'autre bout de la série donne 660 volts. Les anions non métalliques donnent de 440 à 500 volts, nombres plus grands que ceux de la plupart des anions métalliques.

En solution diluée, la tension maxima est représentée par une fonction linéaire décroissante de la concentration; le coefficient angulaire est le même pour les divers électrolytes. En solution concentrée, on n'observe rien de régulier.

Les métaux qui abaissent ainsi le maximum ont un effet analogue comme cation d'une molécule non dissociée; l'effet est un peu moins intense et diminue quand la concentration de la molécule non dissociée s'élève; au contraire, la tension maxima est indépendante du cation libre. Quand le « métal-soupape » est l'aluminium, le bismuth ou l'antimoine, il faut tenir compte de sa solubilité dans le bain électrolytique.

Quand il est insoluble, l'effet paraît être à peu près le même que celui du tantale; la solubilité abaisse la tension maxima; par exemple, l'aluminium a une tension maxima de 425 volts dans l'acide sulfurique fumant où il est peu soluble; elle n'est que de 20 volts dans l'acide étendu.

A. GRUMBACH.

W.-E. PAULI. — Sur les phosphorescences ultra-violette et infra-rouge. — P. 739.

Ce travail a été entrepris dans le but d'étendre aux régions infra-rouge et ultra-violette du spectre les résultats obtenus en 1904 (1) par MM. Lénard et Klatt pour la phosphorescence visible des sulfures alcalino-terreux. Dans leur ensemble, les faits observés par ces auteurs dans le spectre visible sont confirmés dans les deux nouveaux

---

1) LÉNARD et KLATT, *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. II, p. 936; 1903.

domaines spectraux. Chaque bande manifeste, pour des températures variant de  $-180^{\circ}$  à  $+300^{\circ}$ , les trois états caractéristiques déjà signalés: l'état instantané froid, l'état à phosphorescence persistante, l'état instantané chaud.

Les observations ont été faites par la méthode photographique. Pour l'infra-rouge, les plaques étaient sensibilisées à la dicyanine. Enfin, la phosphorescence était excitée au moyen du phosphoroscope électrique de Lénard, à électrodes de zinc.

Le principal intérêt de ce travail résulte de ce qu'il contient les premières observations de phosphorescences infra-rouges. Les bandes infra-rouges observées ne dépassaient pas  $900 \mu\mu$ , quoique les plaques fussent sensibles jusqu'à  $4.100 \mu\mu$ .

Fait important: les phosphores à fortes bandes infra-rouges sont ceux qui donnent des bandes visibles ou ultra-violettes rapidement décroissantes, comme  $BaPbNa$  ou  $SrMnNa$ .

Au contraire, les phosphores à luminosité intense et persistante ne montrent aucune phosphorescence infra-rouge. L'auteur rapproche avec raison, semble-t-il, cette opposition de la propriété bien connue des rayons infra-rouges d'accélérer la décroissance des bandes de phosphorescence des corps qu'ils rencontrent.

Enfin, dans une partie théorique, l'auteur tente de vérifier quantitativement une loi récemment proposée par Lénard. Ce physicien a expliqué les déplacements des bandes dues à un même métal dans divers sulfures par l'influence de la constante diélectrique. Lénard croit pouvoir considérer l'atome émissif comme un résonateur qui serait plongé dans le sulfure alcalino-terreux jouant le rôle de diélectrique. Il applique à la durée de vibration  $T$  de l'oscillateur la formule bien connue :

$$T = 2\pi \sqrt{L \cdot C},$$

où  $L$  est la self-induction et  $C$  la capacité. Il résulte de cette formule que la longueur d'onde  $\lambda$  doit être liée à la constante diélectrique  $D$  par la relation :

$$\frac{\lambda}{\sqrt{D}} = \text{Constante},$$

relation qui se vérifie bien dans le spectre visible pour beaucoup de bandes. L'auteur trouve également une bonne vérification pour les bandes ultra-violettes.

L. BRUNINGHAUS.



VSEVOLOD FRÉDERICKSZ. — Dispersion et absorption du chrome et du manganèse dans la région visible et ultra-violette du spectre. — P. 780-796.

Le professeur W. Voigt a institué une série de recherches sur les constantes optiques des métaux. La dispersion et l'absorption du chrome et du manganèse ont été étudiées dans son laboratoire par V. Fréedericksz à l'aide d'une méthode donnée par W. Voigt <sup>(1)</sup> et appliquée déjà par Minor et Meur <sup>(2)</sup>. Les résultats numériques, relatifs aux indices de réfraction et d'absorption, aux incidences principales, aux azimuts principaux et aux pouvoirs réflecteurs, dans le domaine compris entre  $\lambda$  6000 et  $\lambda$  2500 U. A. sont en accord avec la théorie de Drude, dans les limites des erreurs d'expérience.

Le mémoire contient des courbes où sont représentées les variations de ces différentes quantités en fonction de la longueur d'onde.

GEORGES GRUSCHKE. — La réfraction et la dispersion de la lumière dans quelques gaz. — P. 801-816.

Les indices de réfraction des composés oxygénés du carbone  $\text{CO}^2$ ,  $\text{CO}$  et  $\text{C}^3\text{O}^2$ , ont été déterminés pour six longueurs d'onde différentes comprises entre  $\lambda$  6678,37 et  $\lambda$  4471,646, en utilisant les franges d'interférences données par les miroirs de Jamin. Les mesures, faites sur des gaz aussi purs que possible et effectuées à des pressions différentes, ont donné les résultats suivants :

	$\lambda$	6678,37	5875,870	5015,732	4922,096	4713,252	4471,646	
$n - 1$ ) <sup>107</sup>	{	$\text{CO}^2$	4475	4499	4532	4538	4550	4568
		$\text{CO}$	3334	3349	3379	3383	3394	3408

Les nombres obtenus pour  $\text{C}^3\text{O}^2$  présentent entre eux de grands écarts; l'auteur renvoie à un mémoire ultérieur la publication des résultats définitifs relatifs à ce corps.

Les mesures ne sont pas assez précises pour permettre la vérification de la loi de Biot-Arago relative à la dispersion des mélanges gazeux.

F. CROZE.

(<sup>1</sup>) *Phys. Z.*, t. II, p. 103.

(<sup>2</sup>) *Ann. d. Phys.*, t. X, p. 581 ; t. XXI, p. 4017.

I. G. SCHAEFER. — Extension possible de la théorie des sons de combinaison d'Helmholtz. — T. XXXIII, p. 1212-1226 (1910).

II. F.-A. SCHULTZE. — Sur la théorie des sons de combinaison. — T. XXXIV, p. 817-822.

III. E. WAETZMANN. — Sur les rapports d'intensité et le mode de formation des sons différentiels d'ordre supérieur. — T. XXXIII, p. 1299-1304 (1910).

I. Après avoir développé une nouvelle méthode d'intégration de l'équation fondamentale d'Helmholtz,

$$x'' + n_0^2 x + bx^2 = a \cos pt + d \cos qt,$$

Schaefer montre que toute équation différentielle de la forme

$$x'' + n_0^2 x + \Sigma b_\alpha x^{(\alpha)} y^{(\beta)} = a \cos pt + d \cos qt,$$

susceptible d'interprétation physique, peut donner des sons de combinaison ( $x^{(\alpha)}$  et  $y^{(\beta)}$ ) sont les dérivées d'ordre  $\alpha$  et  $\beta$  de  $x$  par rapport au temps.

Par exemple, l'équation

$$x'' + n_0^2 x + bx'^2 = a \cos pt + d \cos qt,$$

où  $bx'^2$  est un terme de frottement dont le coefficient  $b$  change de signe avec la vitesse  $x'$ , et qui s'applique à des systèmes non dissymétriques, donne des sons de combinaison même quand les amplitudes ne sont pas très grandes.

Il en est de même de l'équation :

$$x'' + n_0^2 x + b(x'^2 + 2xx') = a \cos pt + d \cos qt,$$

dont le premier membre égalé à zéro représente la vibration propre d'un système de tuyaux de longueurs et de sections différentes placés bout à bout, remplis de liquide, et dont le dernier est fermé par une membrane élastique; si l'on suppose, ce qui est légitime dans certaines conditions, que le liquide puisse prendre des mouvements d'ensemble, l'équation complète donne des sons de combinaison toutes les fois que les diamètres extrêmes sont différents.

Or le limaçon et le liquide du labyrinthe de l'oreille constituent un système de cette espèce: On s'expliquerait ainsi, par la naissance possible de sons de combinaison dans l'oreille interne, que des personnes dépourvues de tympan entendent de pareils sons.

II. À propos de ce travail, Schultze fait observer que l'équation de Helmholtz peut également donner des sons de combinaison avec les systèmes élastiques symétriques, à condition de considérer  $b$  comme susceptible de changer de signe avec la vitesse.

III. L'auteur a essayé sans succès de produire dans l'eau des sons de combinaison, au moyen de deux sirènes donnant des sons d'intensité et de hauteur convenables ; les équations linéaires du son s'appliquent donc à l'eau dans de larges limites, d'après la théorie de Helmholtz.

Le calcul de l'amplitude des sons différentiels  $p - q$  et  $2q - p$  montre que le renforcement du son le plus grave doit déterminer un accroissement relatif d'intensité plus considérable pour  $2q - p$  que pour  $p - q$ , ce dernier restant cependant prédominant. L'auteur a vérifié le fait en utilisant deux diapasons  $p = 800$  et  $q = 500$  montés sur caisse de résonance qui donnaient nettement les sons différentiels 300 et 200, et en renforçant 500 par un résonateur à air, ce qui excluait absolument la possibilité d'existence de l'harmonique 1.000. On peut conclure de là que :

1° Conformément à la théorie, on doit admettre que les harmoniques n'influent pas sur les rapports d'intensité des sons différentiels ;

2° Les sons différentiels d'ordre élevé proviennent, comme celui du premier ordre, de la combinaison des sons primaires entre eux, et non de la combinaison du son primaire avec le son différentiel du premier ordre.

P. LUGOL.

---

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT.

T. XII; 1911.

J. ZENNECK. — Les perturbations des courants à haute tension sur les instruments de mesure. — P. 208.

L'auteur discute l'effet relatif des différentes causes qui peuvent apporter des troubles dans les instruments de précision employés dans les installations à haute tension.

W. WOLKMANN. — Sur les dispositifs expérimentaux permettant d'augmenter la sensibilité des lectures à l'aide de miroirs. — P. 223.

Etude critique rapide des procédés employés pour perfectionner la méthode de Gauss-Poggendorff. L'auteur cite parmi les meilleurs le procédé mécanique de Walter P. White <sup>(1)</sup>, et différents procédés basés sur l'emploi des phénomènes d'interférence, entre autres celui de P. Weiss<sup>(2)</sup>, celui de M. Brillouin <sup>(3)</sup> et celui de A. Righi <sup>(4)</sup>. Ceux de nos lecteurs que cette question intéresse pourront se reporter à ces mémoires originaux.

A. GALLOTTI.

CHR. FUCHTBAUER. — Sur la conductibilité électrique de la vapeur saturée d'un métal alcalin. — P. 225.

L'auteur a montré précédemment <sup>(5)</sup> qu'un courant appréciable passe même à une faible tension entre des électrodes plongées dans de la vapeur de sodium saturée; le phénomène se produit à une température inférieure à 200° et a un caractère nettement unipolaire. De plus on n'observe presque pas de courant de saturation, ce qui indique que les électrodes jouent un rôle particulier dans le phénomène.

Deux électrodes cylindriques coaxiales en nickel sont soudées dans un tube de verre. La source de courant est une batterie d'accumulateurs. L'instrument de mesure, un galvanomètre Siemens à bobine mobile et pour les courants faibles à basse température un Hartmann et Braun sensible à  $3 \times 10^{-11}$  ampère.

Le tube chauffé quatre heures à 350° est vidé, puis on distille 0<sup>gr</sup>,5 de cæsium et on introduit de l'hélium à une pression de 196 millimètres. Le rôle de ce gaz inerte est d'augmenter le frottement des ions, pour chercher à observer nettement la période de conduction ohmique et la saturation. Une force électrique à cavité de cuivre permet de chauffer le tube également dans toutes ses parties, ce qui est

(1) *Phys. Rev.*, XIX, 320 (1904).

(2) *C. R.*, CXXVIII, 876 (1899).

(3) *C. R.*, CXXXVII, 786 (1903).

(4) *Nuovo Cim.* (3), XXI, 203; XXII, 10 (1887).

(5) *Physik. Zeitschr.*, X, 374 (1909).

essentiel. La température est donnée par un couple argent-constantan.

La forme de toutes les courbes obtenues est la même; mais, pour un voltage donné, l'intensité du courant se réduit après plusieurs jours d'usage du tube à  $\frac{2}{3}$  de la valeur initiale. L'intensité du courant croît toujours très rapidement avec la température: par exemple, sous 50 volts, on passe de 5 divisions de l'échelle du galvanomètre à 155° à 31 à 190° et 76 à 205°.

On obtient deux isothermes distincts, suivant qu'on met le pôle positif ou négatif de la batterie en communication avec le cylindre extérieur. Au début, la première courbe est au-dessus de la seconde (voltage en abscisses, intensité en ordonnées) qui finit par monter rapidement et par couper la première.

Il y a d'abord une région à peu près ohmique, une partie très courte analogue à la saturation, puis une montée rapide.

Ce phénomène se produit toutes les fois que l'ionisation initiale a son origine au voisinage des électrodes ou sur celles-ci. Tel est le cas de courbes photoélectriques de M. E. Bloch (1), qui a montré l'importance de la diffusion dans les courants de ce genre. L'existence de deux courbes distinctes suivant la polarité montre d'ailleurs qu'il ne s'agit pas d'ionisation de volume. Enfin, même sans aucune tension, les deux électrodes étant en série avec le galvanomètre, on constate qu'un courant traverse le tube de la grande à la petite électrode.

La courbe obtenue a le même aspect que les précédentes et l'intensité du courant croît avec la température. Les mobilités des centres positifs et négatifs sont probablement très différentes; d'après Frank, les ions négatifs dans l'hélium seraient des électrons; à une tension élevée, l'ionisation par chocs jouerait un rôle prédominant. Le courant sans tension serait dû à la lenteur de l'établissement de l'équilibre.

L'auteur se propose de rechercher s'il y a une ionisation de volume à côté de l'ionisation de surface source du phénomène. D'autre part, des expériences dans la vapeur non saturée seraient nécessaires.

---

(1) *Le Radium*, 132 (1910).

G. LEIMBACH. — Sur l'unipolarité et le pouvoir redresseur des détecteurs à contact. — P. 228.

Ce travail porte sur le contact tellure-silicium. La méthode est celle d'Austin <sup>(1)</sup>; la source est une pile sèche.

Vers 2 volts, la résistance apparente tombe brusquement et se rapproche des valeurs conformes à la loi d'Ohm.

Suivant la polarité, on obtient deux courbes distinctes. En portant les voltages en abscisses et les intensités en ordonnées et en leur attribuant un signe, on trouve une courbe nettement dissymétrique. Au moyen d'un courant auxiliaire, on peut accroître la sensibilité; ce qui revient, d'après Brandes <sup>(2)</sup>, à placer le point de départ sur la courbe précédente à une distance du point d'inflexion telle que le phénomène de redressement soit le plus complet.

A. GRUMBACH.

E. WAETZMANN. — Combinaison de deux sons simples. — P. 231-238.

Pour deux sons simples de même intensité  $a$  et de même phase, dont l'intervalle est  $\frac{p}{q}$  ( $p$  et  $q$  premiers entre eux et  $p > q$ ), l'élongation du mouvement résultant est :

$$(1) \quad y = a \sin 2\pi p t + a \sin 2\pi q t = 2a \cos 2\pi \frac{p-q}{2} t \sin 2\pi \frac{p+q}{2} t.$$

La discussion complète conduit aux règles pratiques suivantes pour la détermination de  $p$  et  $q$  au moyen de la courbe supposée obtenue par un moyen quelconque. La longueur d'axe correspondant à une période entière, divisée par la plus grande distance entre deux zéros successifs (intersections avec l'axe), donne  $p + q$ ; le nombre des zéros étant  $2p$ , on a  $q$  par différence. Si, en raison de la trop faible distance de deux zéros, le résultat du calcul est incertain, l'aspect de la courbe montre de suite si  $q$  est pair ou impair; quand  $p$  et  $q$  sont tous deux impairs, la portion de courbe correspondant à la demi-période a un axe de symétrie; elle n'en a pas si  $p$  et  $q$  sont de parité différente.

<sup>(1)</sup> *Physik. Zeitschr.*, VIII, 600 (1907).

<sup>(2)</sup> *E. T. Z.*, 1906, p. 1015.

Si la force vive des deux sons primaires est la même, l'équation est

$$a_1 \sin 2\pi p t + a_2 \sin 2\pi q t,$$

avec  $a_1 p = a_2 q$ . On a alors  $2(p + q)$  en divisant la longueur correspondant à la période par la distance de l'origine au premier maximum (ou minimum); le nombre des sommets étant  $2p$ , on détermine facilement  $q$ .

Les règles sont les mêmes quand les deux sons ont des phases différentes; quand les amplitudes et les forces vives ne sont pas les mêmes, les résultats, un peu différents, peuvent être obtenus de la même manière dans chaque cas.

Si dans l'équation (1) on regarde le premier facteur comme définissant l'amplitude, il indique bien  $(p - q)$  battements par période; mais le fait qu'il est fonction du temps empêche que l'on puisse considérer  $\sin 2\pi \frac{p+q}{2} t$  comme définissant un son simple de période  $\frac{p+q}{2}$ ; et bien que dans le cas où  $p - q$  est assez petit, la courbe résultante soit très analogue dans ses traits principaux à celle du son  $\frac{p+q}{2}$ , l'assimilation n'est pas justifiée. L'expérience montre, en effet, qu'un diapason sur caisse de résonance, accordé sur ce son, ne parle pas quand on produit simultanément les sons  $p$  et  $q$ ; s'il en est autrement avec un résonateur à air quand  $\frac{p}{q}$  n'est pas trop grand, cela tient à la grandeur de son amortissement. En ce qui concerne l'impression auditive, l'hypothèse que chacun des résonateurs de l'oreille rend le même son, quelle que soit la période du mouvement excitateur, exige que le son qui bat ait une hauteur constante; pour cette raison, les nombreuses observations indiquant des oscillations de la hauteur pendant les battements paraissent erronées. Les sons primaires produits simultanément par deux tuyaux ouverts étaient conduits dans une autre chambre par deux tubes séparés, qui se rejoignaient dans cette chambre, il n'a pas été possible à l'auteur d'observer dans ces conditions de variations de hauteur.

En ce qui concerne les sons de combinaison, l'ingénieuse théorie donnée par Voigt<sup>(1)</sup> et dans laquelle il cherche à montrer que « noter oreille peut transformer des impulsions isolées, revenant à intervalles

1) *J. de Phys.*, 2<sup>e</sup> série, t. X, p. 527; 1891.

réguliers et dont l'intensité varie périodiquement, en un son dont la hauteur serait celle du son simple de même période », paraît devoir être abandonnée; elle est inutile, puisqu'il semble prouvé aujourd'hui que des conditions analogues à celles qui déterminent la production de sons objectifs dans l'espace extérieur se trouvent réalisées dans l'oreille-même; ses conclusions sont ambiguës dans certains cas particuliers (signalés dans le présent travail), et n'ont pas, dans certains autres, la signification qu'elle leur attribue.

W. NUSSELT. — Transmission de la chaleur dans les conduits tubulaire (Extrait d'une publication de l'Union des Ingénieurs allemands). — P. 285-291.

Le coefficient de transmission, défini comme la quantité de chaleur qui, par unité de temps, par unité de surface et pour 1° d'excès moyen de température, passe du tuyau à un fluide en contact avec lui, peut s'exprimer par :

$$\alpha = \frac{b\lambda_p}{d^{1-n}} \left(\frac{w\rho}{\eta}\right)^n \left(\frac{\eta c}{\lambda}\right)^m,$$

où  $b$  est une constante,  $\lambda_p$  le coefficient de conductibilité du gaz à la température de la paroi,  $\lambda$  son coefficient de conductibilité à la température moyenne qu'il possède dans le tuyau,  $\rho$  sa densité,  $\eta$  sa viscosité,  $c$  sa chaleur spécifique à pression constante dans les conditions où il se trouve dans le tuyau,  $d$  le diamètre intérieur du tuyau,  $w$  sa vitesse.

Pour déterminer ce coefficient, l'auteur fait passer pendant une heure ou deux un courant régulier de gaz, avec une vitesse connue (mesurée par un compteur à gaz), dans un tube de laiton chauffé extérieurement par un courant de vapeur d'eau à 100° et mesure la température moyenne de la section et la différence entre la température de la paroi et la température en un point de l'axe. Les expériences ont porté sur l'air à différentes pressions, le gaz carbonique et le gaz d'éclairage.

Le coefficient de transmission, sensiblement indépendant de la vitesse quand elle est faible, augmente rapidement avec elle dès qu'elle dépasse la vitesse critique, les graphiques tirés de l'expérience donnent 2 par seconde comme valeur de cette vitesse; l'exposant  $n$  est indépendant de la densité et de la nature du gaz; les exposants  $m$  et  $n$  ayant été trouvés presque égaux, l'ensemble des expériences



peut être représenté par :

$$\alpha = 15,90 \frac{\lambda_p}{d^{0,244}} \left( \frac{wC}{\lambda} \right)^{0,786},$$

où C désigne la chaleur spécifique à pression constante par unité de volume; on prend comme unités l'heure, le mètre carré et le degré centigrade. L'insuffisance de nos connaissances sur la conductibilité des liquides et sa variation avec la température gêne l'application qu'on pourrait leur faire de cette formule.

La chute de pression par unité de longueur le long du tuyau peut s'exprimer par :

$$\Delta = a \frac{w^n \rho^{n-1} \eta^{2-n}}{d^{3-n}};$$

des mesures directes ont montré que  $\Delta$  diminue quand on s'éloigne de l'entrée du tube, mais que cette diminution dépend uniquement du terme  $a$ ; la valeur de  $n$  a été trouvée égale à 1,776.

P. LUGOL.

KARL PRZIBRAM. — Sur la mesure des charges portées par les particules de nuages. — P. 260.

L'auteur reprend par la méthode déjà employée par lui <sup>(1)</sup>, en modifiant les dimensions de son condensateur, la mesure de l'électron. Il opère sur les particules qui forment la fumée de phosphore, la fumée de soufre et sur les gouttes de potasse entraînées par l'oxygène dans l'électrolyse d'eau alcaline. Il applique à ses résultats la correction de Cunningham. Il trouve comme valeur moyenne de l'électron  $6,23 \cdot 10^{-10}$  en prenant comme densité des particules 1.

F. EHRENHAFT. — Sur la quantité élémentaire d'électricité. (Réponse à Regener Millikan et Fletcher.) — P. 261.

Après avoir décrit l'appareil qui lui a servi, l'auteur répond aux critiques faites à sa méthode et à ses résultats par Regener, Millikan et Fletcher <sup>(2)</sup>.

<sup>(1)</sup> Ce vol., p. 252.

<sup>(2)</sup> Ce vol., p. 253, 330.

1° La méthode permet d'observer sur des petites particules ultramicroscopiques des charges plus faibles que l'électron, tandis que la méthode de Millikan ne permet pas de voir les particules ultramicroscopiques ;

2° Les oxydes d'azote ne se forment dans l'arc que lorsqu'il y a de la vapeur d'eau dans l'air. Ehrenhaft prend de l'air bien desséché ou de l'acide carbonique : il obtient, dans ces deux cas, des résultats identiques pour les particules d'or ;

3° Les temps de chute, avec ou sans champ électrique, oscillent sous l'action du mouvement brownien ; les valeurs extrêmes donnent le rayon moyen et la charge moyenne d'une particule et conduisent pour l'or et l'argent à une charge plus faible que l'électron ; il faudrait supposer la densité de l'or colloïdal égale à 0,5 pour obtenir la charge  $e = 5 \cdot 10^{-10}$  ;

4° Les résultats des séries des mesures sur les particules d'or et d'argent montrent que  $4,9 \cdot 10^{-10}$  U. E. S. n'est pas la plus faible charge d'électricité qui existe dans la nature, ou bien que les formules de chute de la mécanique classique, relatives à la théorie cinétique des gaz donnent, pour ces particules, des résultats qui ne sont pas exacts, ou bien encore qu'il y a des circonstances inconnues à l'heure actuelle qui introduisent des erreurs systématiques ;

5° Mais en tous cas, la méthode ultramicroscopique permet pour ainsi dire de peser une particule isolée d'une masse égale à  $\frac{1}{2} \cdot 10^{-9}$  gr., et d'en déterminer la charge électrique.

A. JOFFÉ. — A propos du mémoire d'Ehrenhaft sur la constitution atomique de l'électricité. — P. 268.

L'auteur pense qu'il faut tenir compte des nombreuses particules encore plus petites que celles observées et étudiées, et qui sont invisibles : elles produisent un champ qui fait varier la vitesse de la particule observée ; de même l'accumulation des charges dans le voisinage des plateaux du condensateur affaiblit le champ dans la partie étudiée.

JULES ROUX.

PETER-PAUL KOCH. — Nombre des centres d'émission de lumière et rapport des intensités des différents ordres d'interférence (Remarque sur la réponse de Stark). — P. 268-269.

Suite de la discussion entre Peter-Paul Koch et Stark à la suite d'un mémoire publié par le premier.

W.-W. STRONG. — Agrégats de l'uranium et du néodyme. — P. 269.

Remarque sur le travail publié précédemment dans la *Physikalische Zeitschrift* [XI, 668 (1910)].

CH.-T. KNIPP. — Sur un nouvel appareil rapide et efficace pour la purification du mercure par distillation. — P. 270-272.

Reprenant les principales méthodes employées pour la purification du mercure, l'auteur propose d'employer la lampe à arc à deux électrodes de mercure pour la distillation de ce métal.

L'appareil se compose essentiellement d'une chambre barométrique qui communique avec une machine pneumatique. Les deux électrodes ont une hauteur de 76 centimètres, et l'arc éclate entre elles d'une manière analogue à ce qui se passe dans la lampe à mercure de Pérot. On peut d'ailleurs supprimer la communication avec la pompe au bout de quinze ou vingt minutes.

La quantité de mercure distillé pendant l'unité de temps dépend essentiellement de la grandeur de l'appareil et de l'intensité du courant employé.

Lorsque le tube qui relie les deux électrodes a 20 millimètres de diamètre et pour un courant de 4 ampères, on distille environ 500 grammes de mercure à l'heure ; la chute de potentiel est d'environ 21 volts.

Quand on pousse un peu plus (10 ampères) une lampe un peu plus grande (tube de 40 millimètres de diamètre et de 25 millimètres de long), on peut arriver à distiller 1 kilogramme de mercure par heure ; la chute de potentiel est alors de 23 volts.

L'auteur indique quelques résultats qu'il a obtenus en distillant de l'amalgame de zinc.

Le résidu non volatil ne gêne pas dans la suite des opérations, mais il faut nettoyer l'appareil après avoir distillé 25 à 35 kilogrammes de mercure pur.

BÉLA PÓGÁNY. — Quelques observations sur la polarisation produite par diffraction de la lumière par un réseau métallique. — P. 279-283.

Jusqu'à présent on a beaucoup étudié la polarisation produite par diffraction au moyen de réseaux de verre ou de fils métalliques, mais la polarisation produite par diffraction au moyen de réseaux par réflexion (réseaux métalliques) n'a jamais fait l'objet de recherches systématiques.

Pógány utilise deux réseaux plans de constante égale à  $0^{\text{mm}},001761$ . La lumière incidente était monochromatique et polarisée à  $45^\circ$  du plan d'incidence.

Les expériences sont de tout point analogues à celles qu'on réalise avec les réseaux par transparence, l'auteur vérifie la théorie de Rayleigh <sup>(1)</sup> et montre notamment que la différence de phase relative aux deux rayons polarisés dans des plans perpendiculaires diminue et que l'azimut  $\psi$  décroît, lorsque l'angle de diffraction  $\varphi$  croît, c'est-à-dire lorsqu'on s'éloigne de la direction du rayon directement réfléchi.

HANS SCHULZ. — Sur un nouveau phénomène d'interférences en lumière parallèle. — P. 306-310.

En général, les phénomènes d'interférences en lumière parallèle sont basés sur l'emploi de lame à faces parallèles ; le système des courbes d'interférences présente alors deux axes de symétrie, dont les positions coïncident pour toutes les longueurs d'onde.

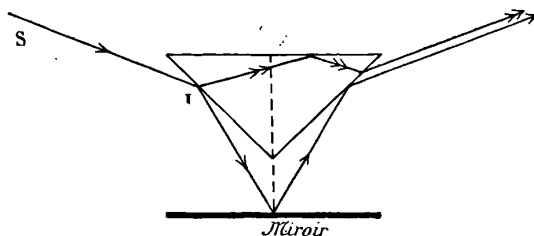


FIG. 1.

Le dispositif indiqué par l'auteur utilise un prisme d'angle convenable et un miroir plan (fig. 1). Un rayon lumineux, tombant sur

(1) Roy. Soc. Roc., LXXIX, p. 399, 1907.

la face d'entrée, se réfléchit et se réfracte partiellement. Le rayon réfracté subit la réflexion totale sur la base du prisme et sort par la face de sortie; le rayon réfléchi sur la face d'entrée se réfléchit sur le miroir plan et subit une seconde réflexion sur la face de sortie du prisme. Lorsque l'appareil est réglé, les deux rayons indiqués ci-dessus sortent parallèles et peuvent par suite interférer.

L'auteur donne la théorie de son dispositif, théorie qui est d'ailleurs naturellement confirmée par l'expérience.

Contrairement à ce qui est généralement réalisé, on obtient ainsi un système de franges qui ne possède plus maintenant qu'un axe de symétrie, lequel est situé dans la section principale du prisme, et la position des points de différence de marche extrême, dépend de la longueur d'onde.

J. STARK. — Remarque sur une communication de Peter-Paul Koch. — P. 310.

Suite de la discussion entre ces deux physiciens sur le noircissement des plaques photographiques et sur son interprétation quantitative.

MARCEL BOLL.

KARMAN. — Le frottement interne de divers liquides en régime turbulent.  
P. 283-285.

Dans un précédent travail <sup>(1)</sup>, E. et M. Bose ont comparé expérimentalement la fluidité de divers liquides pendant le régime turbulent et le régime de Poiseuille. Or, en partant de l'équation différentielle la plus générale de l'hydrodynamique, on peut déterminer la viscosité en régime turbulent en fonction de sa valeur dans le régime de Poiseuille et de la densité du liquide, le calcul ainsi fait donne des résultats très voisins de ceux de l'expérience.

A. SÈVE.

B. MACKU. — Contribution à la théorie de l'amortissement des ondes hertziennes.

L'auteur fait remarquer que dans la mémoire de M. K. Grober <sup>(2)</sup>, il y aurait lieu de préciser les conditions initiales. Il rappelle à ce

<sup>(1)</sup> *Ph. Z.* t. XII, p. 126 ; 1911.

<sup>(2)</sup> *Ph. Z.*, t. XII, p. 121 ; 1911.

propos que dans un travail publié antérieurement (1), il a calculé l'amortissement par l'effet Joule et qu'il est arrivé à des expressions simples et générales.

PAUL DE LA GORCE.

C. FISCHER. — Rayonnement des antennes. — P. 295-303.

Les antennes étudiées par l'auteur étaient du genre de celles utilisées par Drude. Elles se composaient d'une bobine de self-induction à l'une des extrémités de laquelle était réuni un aérien et à l'autre extrémité un fil horizontal équilibreur de longueur telle que les systèmes antenne-bobine-terre et fil horizontal-bobine-terre eussent la même période. Un condensateur sans perte placé en dérivation aux bornes de la bobine permettait de faire varier la longueur d'onde. Dans un semblable dispositif, on pouvait considérer le système aérien équilibreur comme ayant uniquement de la capacité, les pertes par rayonnement représentant précisément les pertes du condensateur ainsi constitué. Pour faire une mesure, on notait les indications d'un ampèremètre thermique placé au bas de l'aérien lorsque l'antenne était convenablement excitée, puis on remplaçait le système aérien équilibreur par un condensateur sans pertes, et on déterminait la résistance  $R_{\Sigma}$  à mettre en série pour obtenir la même déviation de l'ampèremètre, les conditions d'excitation restant les mêmes. Cette grandeur  $R_{\Sigma}$  donnait une mesure du rayonnement de l'antenne.

L'auteur a trouvé qu'à longueur d'onde égale le rayonnement était indépendant des dimensions du système intercalé entre l'aérien et l'équilibreur. De plus  $R_{\Sigma}$  est une fonction linéaire de la longueur d'onde  $\lambda$  et est proportionnel à  $\lambda - \beta$  ( $\beta$  étant une constante, très voisine de la longueur d'onde propre de l'aérien). Finalement l'auteur est amené à représenter ses résultats par la formule :

$$(1) \quad R_{\Sigma} = B l_0 \frac{\lambda - \beta}{\lambda_0^2},$$

$\lambda_0$  étant la longueur d'onde propre de l'aérien ;  $l_0$ , la distance verticale entre le bas de l'aérien et le plan horizontal de l'équilibreur ;  $B$ , une constante égale à 3,8 V ( $V = 3 \times 10^{10}$ ), c'est-à-dire la vi-

(1) *Physikalische Zeitschrift*, 1908, p. 437, et *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie*, 1909 et 1910.

tesse de la lumière). L'auteur, se basant sur la considération du vecteur d'énergie de Poynting, montre que les résultats obtenus pour ce système, qui est en réalité un système dirigeable, ne sont pas contradictoires avec le fait signalé d'autre part que les transmissions se font d'autant mieux que l'antenne est plus élevée.

Il fait remarquer que, si on écrit pour un système à équilibre horizontal

$$(2) \quad R_{\Sigma} = \frac{0,64l_0}{L_0} \sqrt{\frac{L + L_0}{C}}$$

( $L$ , self-induction de la bobine ;  $L_0$ , self-induction du fil conduisant de la bobine à l'aérien ;  $C$ , capacité de l'aérien par rapport à l'équilibre), cette formule (2) est contenue dans l'équation (1).

D'autre part, en appliquant une formule telle que (2) au cas d'une antenne filiforme et verticale de longueur  $l$ , de rayon  $r$ , mise à la terre, on trouve pour le décrement  $\delta$  :

$$\delta = \frac{2,44}{\log \text{nat} \frac{2l}{r}},$$

c'est-à-dire la valeur calculée par M. Abraham<sup>(1)</sup>. Il y a alors un lien entre les résultats de ce physicien et la formule (1) établie empiriquement par l'auteur.

Fischer termine par des considérations théoriques sur les décrets et montre qu'à longueur d'onde égale, en désignant par  $C_1$  la capacité du système équilibreur aérien,  $C_1$  et  $C'_1$  deux valeurs de la capacité placées en dérivation, on doit avoir :

$$\frac{\delta}{\delta'} = \frac{C_1 + C_2}{C'_1 + C'_2},$$

résultat établi expérimentalement dans ses travaux antérieurs.

JAMES-E. IVES. — Théorie approchée du fonctionnement  
des antennes à grande résistance. — P. 303-306.

L'auteur envisage le cas d'une antenne rectiligne mise à la terre et dans laquelle la résistance ohmique n'est pas négligeable. Il montre qu'une semblable antenne, qui est le siège d'ondes station-

(<sup>1</sup>) *Physikalische Zeitschrift*, t. XI, p. 333 (1901).

naires, peut être envisagée au point de vue du calcul comme un circuit oscillant ordinaire ayant comme résistance, self-induction et capacité les valeurs

$$R' = \frac{4}{\pi} R, \quad L' = \frac{4}{\pi} L, \quad C' = \frac{4}{\pi} C,$$

R étant la résistance du fil de l'antenne, L sa self-induction pour un courant alternatif non stationnaire, C sa capacité par rapport au sol. L'auteur traite alors le cas de ce circuit oscillant supposé le siège d'une excitation périodique amortie et montre que l'antenne est le siège de deux ondes, l'une ayant la période de l'onde excitatrice, l'autre ayant pour période

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{L'C'} - \frac{R'^2}{4L'^2}}};$$

l'antenne est donc apériodique quand

$$R \cong \pi \sqrt{LC}.$$

Il importe de remarquer que les valeurs effectives  $R'$ ,  $L'$ ,  $C'$  n'ont de sens que suivant le mode de calcul employé. Ainsi, tandis que l'auteur a été amené par la considération du flux à employer une self-induction effective à  $\frac{4L}{\pi}$  L, Max Abraham<sup>(1)</sup> a montré que l'énergie due au courant circulant dans l'antenne était  $\frac{1}{4} LI^2$ , ce qui conduit à envisager une self-induction effective de  $\frac{L}{2}$ .

R. JOUAUST.

---

(1) *Annalen der Physik*, t. LXVI, p. 435 (1898).



## LES MESURES DE QUANTITÉS INFINITÉSIMALES DE MATIÈRES (1).

Par Sir WILLIAM RAMSAY.

Nos recherches sur les gaz rares nous ont nécessairement amenés à mesurer leurs densités, afin de pouvoir tirer une conclusion relative à leurs poids atomiques. Jusqu'à cette époque (1895), on se servait de ballons ayant une capacité de plusieurs litres; ainsi Regnault, dans ses expériences classiques, s'est servi de ballons d'environ 2 litres; lord Rayleigh a employé des recipients de même capacité. N'ayant pu, au commencement de nos recherches, séparer de l'atmosphère plus de 200 centimètres cubes, il nous a fallu déterminer la densité avec une quantité de beaucoup inférieure, environ 160 centimètres cubes. Il est facile, cependant, de comprendre que même cette quantité est capable de donner un résultat satisfaisant; car le poids d'argon déterminé par la balance était de 0<sup>gr</sup>,27, et même avec une balance dont la sensibilité n'excède pas 0<sup>mg</sup>,1, l'erreur ne dépasse pas 1 partie pour 2.700.

Plus tard, lorsque nous avons réussi à obtenir les congénères de l'argon — le néon, le crypton et le xénon — qui forment une fraction minime de l'atmosphère, nous sommes devenus plus hardis; nous avons pesé seulement 32 centimètres cubes de néon, à une pression de la moitié de l'atmosphère; son poids était d'environ 0<sup>gr</sup>,011. Pour le crypton et le xénon, la quantité à notre disposition ne nous permettait pas de peser plus de 7 centimètres cubes; mais leurs plus grandes densités permettaient d'arriver à une exactitude égale, car le poids était de 0<sup>gr</sup>,015. L'erreur ne dépassait pas 1 ou 2 pour mille.

Nous avons essayé aussi d'estimer les volumes spécifiques de crypton et de xénon à l'état liquide; nous avons construit des tubes capillaires, dans lesquels les gaz se liquéfiaient à une basse température; et nous avons réussi à mesurer des quantités telles que 0<sup>cm3</sup>,006.

Mais quoique ces quantités soient assez petites, celles des produits radio-actifs sont beaucoup moindres. D'abord, le radium ne se trouve pas en grande quantité; et à cause de la lenteur de sa désagrégation, qui dure pendant des milliers d'années, on ne peut disposer que de quantités minimales de ces substances. Je vous rappellerai, Messieurs, que la moitié de la vie du radium remonte jusqu'à 1700 ans; qu'il se

---

(1) Conférence faite à la Société française de physique, séance du 20 avril 1911.

désagrège en émanation et en hélium, et que, même avec 0<sup>gr</sup>,50 de bromure de radium, la quantité totale de l'émanation disponible est de l'ordre de 0<sup>mm3</sup>,1.

Voyons d'abord quels sont les moyens à notre disposition pour faire ces opérations. On peut déterminer :

	grammes
Avec une bonne balance de précision..	$10^{-4} = 0,000,1$
Avec une balance d'essai.....	$10^{-5} = 0,000,01$
Avec la micro-balance de Nernst.....	$10^{-6} = 0,000,001$
Avec la micro-balance construite par Whytlaw-Gray.....	$3 \times 10^{-9} = 0,000,000,003$
Le spectroscopie permet de découvrir de l'hélium.....	$2 \times 10^{-10} = 0,000,000,000,2$
L'odorat (pour le mercaptan).....	$10^{-11} = 0,000,000,000,01$
L'électroscope.....	$10^{-12} = 0,000,000,000,001$

Tout le monde sait comment l'électroscope est devenu un moyen fort usité pour déterminer la présence du radium et du thorium dans les roches ; c'est grâce à lui que M. et M<sup>me</sup> Curie ont découvert le radium ; et les savants qui font des recherches sur le contenu des roches en radium distinguent avec confiance entre des échantillons qui en renferment  $2,3 \times 10^{-12}$  et ceux qui en renferment  $2,40 \times 10^{-12}$  gramme par gramme de minerai.

Ces dernières années il nous a fallu faire attention à l'émanation provenant du radium. Grâce à l'obligeance de l'Académie de Vienne, j'ai eu à ma disposition près d'un demi-gramme de bromure de radium ; et nous avons réussi, M. Whytlaw-Gray et moi, non seulement à mesurer le volume de gaz qu'il donne continuellement, à l'état gazeux, mais même à déterminer son volume à l'état liquide ; à le geler, en le refroidissant par l'air liquide ; à mesurer les longueurs d'onde des rayons de son spectre ; et enfin, à en peser une quantité qui ne surpassait pas le dixième d'un millimètre cube. Mais ce n'est pas tout ; MM. Cuthbertson et Porter, mes collègues à University College, ont imaginé un appareil grâce auquel on a pu déterminer l'indice de réfraction de cette quantité minime. Il existe un proverbe en anglais : « Selon ton drap, coupe ton habit », dont le parallèle en français paraît être : « Selon ta bourse règle ta bouche » ; notre bourse ne contenait que très peu d'élément noble ; et peut-être ce discours correspond-il à cette quantité minime ; mais je compte sur votre indulgence, en « faisant d'un œuf un bœuf ».

On a mis ce bromure de radium, dissous dans l'eau, dans une

petite ampoule, scellée à une pompe Töpler; vous savez, Messieurs, que, sous son influence, l'eau se décompose en hydrogène et en oxygène; nous avons actuellement obtenu par semaine presque exactement 23 centimètres cubes de gaz détonant. Il y a toujours un petit excès d'hydrogène dans ce mélange, à cause, sans doute, de la formation de peroxyde d'hydrogène; et cet excès est très utile, car il donne, après explosion, une bulle d'hydrogène, qui porte l'émanation, et qui permet de le transvaser dans des récipients destinés à l'expérimentation. L'hydrogène, d'ailleurs, ne se condense pas à la température de l'air liquide, tandis que l'émanation se dépose sur les parois du vase à l'état solide; par conséquent, on peut facilement séparer les deux, en éloignant celle-ci avec la pompe. L'émanation reste alors complètement pure.

Je commencerai en vous donnant une idée de la façon dont on s'y est pris pour mesurer le volume de l'émanation. D'abord, il faut éviter tout contact entre l'émanation et la graisse du robinet de la pompe, de crainte que l'acide carbonique ne rende le gaz impur. On évite tout danger de ce genre en scellant le tube d'explosion avec du mercure; mais, afin de se garder contre cette contamination, on laisse l'hydrogène pendant trois heures avec l'émanation dans un petit tube dont la partie supérieure contient de la potasse caustique, fondue sur les parois. Après ce temps, les produits de la désintégration de l'émanation ont atteint leur maximum, car les radium A, B et C n'ont qu'une courte vie, se changeant en D, qui est sans radioactivité. Comme il est nécessaire, pour des raisons qui apparaîtront plus tard, de mesurer les rayons  $\gamma$  à cette occasion, on détermine, à l'aide d'un petit électroscope, le pouvoir de décharge de l'émanation.

Dans la *fig. 1*, on voit le petit tube *a*. On voit aussi un siphon renversé, formé par une espèce de bonnet en verre; en élevant le bonnet et en plaçant le tube au-dessus, les gaz entrent dans l'appareil par le tube capillaire *b*, rétréci au bout supérieur, afin d'empêcher le mercure de pénétrer trop rapidement.

Mais, avant d'introduire le gaz, il faut vider l'appareil. On voit un robinet *h* et un niveau de mercure *g*. En ouvrant ce robinet et en baissant le réservoir *f*, on relie la pompe à l'appareil. On enlève tout l'air, et, au moyen du syphon renversé, on laisse entrer de l'hydrogène, qui doit rester dans l'appareil pendant une nuit, afin de déplacer l'air atmosphérique, qui adhère aux parois. On accélère ce déplacement en chauffant à la flamme les tubes *k, i, j, l, m*; le

matin, on vide l'appareil de nouveau ; on lève le réservoir *f* pour faire monter le mercure au-dessus du robinet *h* et on ferme le robinet. A midi, les mesures de radioactivité ont été faites ; et on introduit l'hydrogène avec l'émanation, et on remplace le bonnet qui, scellé au mercure, n'a pas besoin de graisse pour rendre la jointure étanche ; les gaz ne peuvent pas venir en contact avec le robinet, qui est protégé par le mercure.

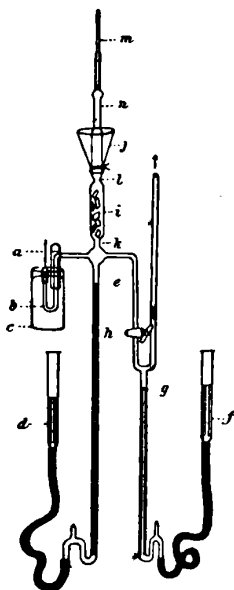


FIG. 1.

On peut voir un tube *i*, qui contient des morceaux de baryte ; cette disposition a deux buts : d'abord, dessécher le gaz, et ensuite enlever toute trace de l'acide carbonique, qui avait pu échapper à l'action de la potasse. On laisse le gaz dans ce tube pendant une demi-heure, pour s'assurer qu'il ne reste ni humidité, ni acide carbonique.

En *j* se trouve un cornet de papier buvard, qu'on mouille avec de l'eau ; en y versant de l'air liquide, on forme un vase étanche pour l'air liquide, parce qu'il consiste en glace. Le tube qu'il entoure est refroidi de telle façon que l'émanation gèle dans son intérieur et se dépose sur les parois ; on peut maintenant ouvrir le robinet *h*, car l'émanation ne peut plus souiller, et on enlève l'hydrogène avec la pompe. Mais, même à la température de l'air liquide, l'émanation

possède quelque peu de tension de vapeur et, par conséquent, une certaine quantité accompagne l'hydrogène. Pour tenir compte de cette quantité, on mesure sa radioactivité; et en la comparant à celle du gaz avant son introduction dans l'appareil, on évalue la perte, et on détermine la proportion restée dans l'appareil.

Ayant autant que possible enlevé l'hydrogène, on élève le réservoir *f*, afin de protéger le robinet *h* contre l'attaque par l'émanation, et on laisse échauffer le tube *j*. L'émanation se gazéifie; en élevant le réservoir *d*, on le comprime dans le tube capillaire *m*, où l'on mesure son volume. Mais il faut choisir ce tube d'un diamètre tel que l'on puisse, à une pression peu éloignée de celle de l'atmosphère, déterminer son volume. Si l'on mesure sous une pression trop basse, la correction pour la capillarité, qui peut monter à 2 centimètres de mercure, devient trop grande. Il est toutefois difficile d'évaluer la grandeur de cette correction, car nous n'avons pu trouver de résultats constants pour la capillarité; elle paraît être influencée par l'état d'électrification du mercure due à la présence de l'émanation. Cela importe peu, cependant, lorsqu'on fait la mesure à une pression voisine de 760 millimètres, car on peut presque négliger une différence de 5 millimètres, qui ne dépasse pas 0,7 0/0 de la pression totale.

Pour vous donner une idée de l'exactitude de cette mesure, permettez-moi de citer une expérience récente, où nous avons déterminé qu'un échantillon d'hélium possédait un volume de  $0^{\text{mm}^3},042$ ; la longueur du tube mesuré était de 20 millimètres, ce qui permet d'atteindre une approximation de  $1/200$ . En fondant un fil de platine au sommet du tube capillaire, on peut se convaincre de la pureté de ce gaz, par la décharge électrique à travers le gaz: l'autre électrode est constituée par le mercure du réservoir, et on peut empêcher de voir les lignes de mercure, en le solidifiant au moyen d'un cornet, rempli d'air liquide, entourant le tube.

Nous avons comprimé l'émanation, afin de la liquéfier; le tube au-dessus est en verre épais et peut résister à une pression considérable. Nous l'avons coupé, et nous l'avons monté dans un appareil de compression, semblable à celui d'Amagat. L'émanation se liquéfie à la température ordinaire, à une pression d'environ 10 mètres de mercure. Le volume du gaz, qui était de  $0^{\text{mm}^3},1$  se réduit à  $0^{\text{mm}^3},00023$ ; il occupait environ  $0^{\text{mm}},24$  de la longueur du tube capillaire; naturellement, pour l'observer, nous nous sommes servi

d'un microscope. Toutefois il était facile de tenir compte de ses propriétés. L'émanation est comme l'eau, sans couleur, vue par lumière transmise; vue par lumière réfléchie, elle rend le tube phosphorescent, et la couleur dépend de la nature du verre. Dans la silice, elle émet une lumière blanche; dans le verre de soude, un éclat lilas; dans le verre de potasse, la couleur est bleu vert. Lorsqu'on comprime l'émanation dans du verre de soude, la lumière rappelle la flamme du cyanogène, étant à la fois bleuâtre et rose.

En refroidissant ce gaz à  $-71^{\circ}$ , il devient opaque; il se solidifie. On remarque un changement de couleur frappant; l'émanation solidifiée fait que le verre émet un éclat brillant, comme un petit arc électrique, d'un bleu d'acier. A une température plus basse encore, la couleur se change en jaune, et, dans l'air liquide, elle devient rouge orange. Lorsque la température remonte, on voit ces changements de couleur en ordre inverse. Quoique l'éclat en soit très intense, je ne serais pas disposé à croire que son usage peut faire une sérieuse concurrence aux moyens d'éclairage modernes.

Nous avons réussi à mesurer le volume de ce liquide rare, et sachant, comme on le verra plus tard, que la densité du gaz est de 112,5, on peut calculer la densité du liquide. Il est très lourd, 5, 7 fois plus lourd que l'eau.

Jusqu'ici j'ai désigné ce gaz par le nom que lui ont attribué MM. Rutherford et Soddy. Mais, sans doute, il appartient à la série des gaz inactifs; et il existe déjà trois émanations: celle du radium, celle du thorium et celle de l'actinium. L'expression « l'émanation du radium » est peu heureuse, et il fallait chercher un nom qui indiquât une des propriétés frappantes de ce gaz et qui en même temps rappelât ses congénères de la série de l'argon. Nous avons forgé le mot *niton*, qui signifie « luisant ». Il est vrai que nous n'avons pas écouté les scrupules des puristes, qui interdisent l'addition d'une terminaison grecque à un mot d'origine latine; je m'excuse en vous rappelant que, parmi les Grecs, l'habitude d'adopter les mots latins était fort répandue; ainsi nous rencontrons les mots: *σοῦδαριον*, *δηνάριον*, *πραιτώριον*, *κῆνσος* et une foule d'autres.

M. Collie et moi, en 1904, nous avons réussi à mesurer les longueurs d'onde de quelques-unes des lignes spectrales du niton; en collaboration avec M. Cameron, d'autres tentatives ont été faites; M. Watson, dans mon laboratoire, a fait une complète étude de cette question, avec du niton purifié par moi. D'après M. Hicks, ce spectre

présente des analogies étroites avec les spectres des gaz inactifs; étant lui-même inactif, il y avait bien des probabilités pour qu'il se rangeât dans cette série d'éléments.

Plusieurs tentatives ont été faites pour préciser le poids atomique du niton. Je me bornerai à mentionner les expériences au moyen de la diffusion de MM. Curie et Danne, de MM. Bumstead et Wheeler, de M. Rutherford et M<sup>lle</sup> Brooks, de M. Makower, de M. Chaumont et de M. Perkins. Qu'il suffise de dire que les résultats varient entre 70 et 233, pour le poids atomique. M. Debiere, se servant de la méthode de Bunsen, qui repose sur l'échappement du gaz à travers un orifice étroit, a trouvé le chiffre 220. Or, tenant compte du fait que le radium, en se changeant en niton, abandonne un atome d'hélium, et en acceptant pour le poids atomique du radium le chiffre 226,4 trouvé par M<sup>me</sup> Curie, et confirmé par Sir Edward Thorpe, le poids atomique de l'émanation doit être de 222,4 égal à 226,4 — 4.

Le poids moléculaire est fixé par la densité; et pour le cas d'un gaz monoatomique (et il y a toute raison de croire que le niton est monoatomique), le poids moléculaire se confond avec le poids atomique. Pour une épreuve décisive, il était nécessaire de peser un volume connu du niton.

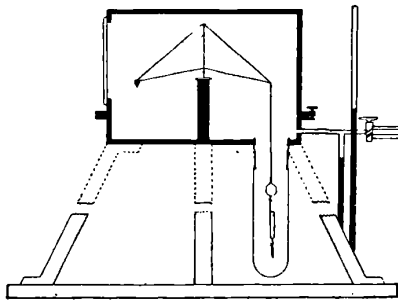


FIG. 2.

Mais comment peser un gaz dont il était impossible d'avoir à notre disposition plus d'un dixième de millimètre cube? J'ai déjà indiqué que, à l'aide de la microbalance, imaginée par M. Steele, et construite par M. Whytlaw-Gray, l'idée n'est pas chimérique. Qu'il me soit permis de vous donner une esquisse des méthodes dont nous nous sommes servis.

D'abord, pourtant, il faut rendre claire la construction de la

balance. Depuis quelques années, les savants se servent d'une nouvelle matière, le quartz fondu. Tout le monde sait combien il est résistant ; son coefficient de dilatation par la chaleur est presque nul ; et on peut le travailler comme le verre, en en tirant des baguettes d'une épaisseur convenable. Avant de construire cette balance, j'ai demandé à mon collègue le professeur de mécanique la forme à donner à un pont pour lui permettre de résister le mieux possible à une pression extrême ; il a eu l'obligeance de m'en faire un dessin.

Pour construire le fléau, on grave sur une plaque de graphite, avec une aiguille à tricoter, des lignes dans lesquelles on place des courtes baguettes de silice, d'environ un demi-millimètre de diamètre. Où les bouts des tiges se touchent, on les fond en dirigeant momentanément sur eux la flamme d'un chalumeau à oxygène. Le couteau est formé d'une gouttelette de silice, fondue au bout d'une courte baguette, et aiguisée en forme de cornet avec le plus grand soin. Vue au microscope, elle doit être droite, sans entailles, et bien polie. Perpendiculaire à cette baguette, et tout près du couteau, est scellée une seconde tige, qui sert à ajuster le couteau, de telle manière qu'en la scellant au fléau de la balance le couteau forme un angle droit avec le plan du fléau. Cette seconde baguette sert aussi à supporter un petit miroir de silice platinisé, réfléchissant la lumière d'une lampe Nernst, qui tombe sur une échelle à environ 3 mètres du miroir ; le fil de la lampe projette son image sur l'échelle, divisée en millimètres.

La balance est contenue dans une boîte en laiton, dans laquelle on peut faire le vide. Deux trous sont percés dans cette boîte, à la surface inférieure, vis-à-vis et au-dessous des extrémités du fléau. Cimentés dans ces trous, se trouvent deux bouchons creux de verre, auquel on adapte deux tubes d'un diamètre d'environ 3 centimètres. Dans chacun de ces tubes pend un fil de quartz fort mince, soudé chacun à une extrémité du fléau de la balance. Ces fils se plient avec la plus grande facilité et dispensent de suspendre les « plateaux » à des couteaux, comme à l'ordinaire. Mais il n'existe pas de plateaux. Suspendue à un de ces fils se trouve une petite ampoule de silice, dont on a déterminé le contenu en la pesant remplie de mercure. Elle contient donc un volume connu d'air, emprisonné à une température et une pression connues ; par conséquent on connaît le poids de cet air. A l'autre fil est suspendu un contrepoids solide de silice.



Or, lorsque l'air dans la boîte qui contient la balance se trouve à la pression ordinaire, l'ampoule est balancée par son contre-poids; mais, si l'on diminue la pression, l'ampoule tombe; au contraire, si l'on augmente la pression, l'ampoule flotte, et son poids apparent devient moindre. On peut donc, en réglant la pression, ajouter ou soustraire des petits poids connus. Il suffit de lire la pression à l'aide d'un manomètre, et la température, et de faire le calcul.

Les objets à peser sont suspendus au fil par des petits crochets en silice. Mais, avant de faire une pesée, il faut régler la sensibilité de la balance. Cela se fait au moyen d'une baguette en silice, projetée verticalement du centre du fléau. D'abord, on la construit plus longue qu'il n'est nécessaire, afin qu'on puisse en tirer des petits morceaux, en ramollissant la silice au chalumeau. On regarde de temps en temps la période d'oscillation de la balance; enfin on volatilise la silice au chalumeau, en la touchant à la flamme, jusqu'à ce que l'oscillation ait acquis une durée suffisamment longue, par exemple une oscillation en cinquante secondes.

Le vase qui doit contenir l'objet qu'on désire peser est tenu en équilibre par un contre-poids, formé d'un crochet en silice. Avec ce contre-poids, il faut admettre de l'air dans la boîte jusqu'à une pression connue. On a commencé par admettre de l'air non purifié; mais on n'a pas tardé à reconnaître qu'il fallait enlever toute trace de poussière et d'humidité. L'air qui entre est en conséquence purifié en passant par une colonne de pentoxyde de phosphore, de chaux soudée et de ouate.

Au-dessus d'une pression de 150 millimètres de mercure, les courants d'air dans la boîte exercent une action troublante; on s'arrange donc de façon que la balance soit en équilibre à une pression d'environ 80 millimètres. A cet effet il faut modifier la valeur du contre-poids; cela se fait en ajoutant de petits morceaux de silice, ou en en volatisant une fraction au chalumeau. Cette opération demande environ une heure.

Mes auditeurs comprendront donc que nous avons une balance capable d'indiquer une différence de poids d'environ 2 ou 3 millièmes de milligramme.

Pour nous représenter cela, considérons d'abord que l'ampoule contenait un volume d'air qui, pesé à la pression normale et à 0°, était égal à 0<sup>m</sup>,027. Chaque millimètre du manomètre correspond

par conséquent à  $\frac{0,027}{760}$ , soit  $0^{\text{m}6},0000355$ , égal à 3,5 cent-millièmes.

Mais chaque intervalle de dix divisions de l'échelle, sur laquelle la lumière de la lampe Nernst se réfléchit, en partant du miroir de la balance, correspond à 1 millimètre de pression ; par conséquent, une division de l'échelle enregistre trois millionièmes de milligramme ; il est facile de déchiffrer le dixième d'une division ; on arrive ainsi à 3 dix-millionièmes de milligramme. En réalité, la sensibilité n'est pas si grande ; comme je vous l'ai déjà dit, on peut l'évaluer à 2 ou 3 millionièmes.

Après vous avoir expliqué la construction et la mise en œuvre de la balance, je vous demande permission de dire quelques mots sur nos expériences avec le niton, dont nous avons déterminé la densité.

Je vous rappellerai que nous avons imaginé une méthode au moyen de laquelle on a emprisonné un gaz dans un tube capillaire. Avant de faire les essais avec le précieux niton, nous avons fait l'épreuve de la balance en pesant le xénon ; et comme j'en possède cent centimètres cubes, il était facile de disposer de la moitié d'un millimètre cube.

Ayant mesuré dans le tube capillaire  $0^{\text{m}3},0977$  de xénon, on l'a solidifié au sommet du tube au moyen d'un petit cornet de papier buvard mouillé, rempli d'air liquide ; on l'a scellé en dirigeant une petite flamme sur le tube, au-dessous du cornet ; on l'a placé dans une petite éprouvette suspendue au fléau de la balance ; on l'a contre-balancé, et on a observé la pression à laquelle la tache de lumière se trouvait au zéro de l'échelle. Pour ouvrir le petit tube sans perdre de morceaux de verre, on a enlevé avec une pince de platine l'éprouvette dans laquelle il s'encastrait exactement, et on l'a poussé dans l'éprouvette de telle sorte que le bout, préalablement très effilé, s'est cassé ; puis on a replacé le tube dans l'éprouvette sur la balance. Pour débarrasser le tube du xénon, on a fait le vide plusieurs fois dans la boîte, et au moyen de la petite ampoule, en altérant la pression, on a déterminé la perte de poids qui correspond au dégagement de xénon. Le changement de pression était de  $17^{\text{m}m},1$  ( $70-52,9$ ), ce qui correspond à 608 millionièmes.

Mais cela ne donne pas le vrai poids du xénon, car le tube est rempli d'air à la pression de  $52^{\text{m}m},9$  ; et, comme on connaît le volume du petit tube, on peut en estimer le poids ; il est de 46 millionièmes ; le poids total est donc la somme des deux, soit 634 millionièmes. Il y a encore une correction à faire ; en première ligne, le tube était en

verre, et sa densité diffère de celle de la silice dont est formé le contre-poids. Pour déterminer le flottement dû à la différence de densités, on enlève l'ampoule, et on substitue un contre-poids de silice solide ; on pèse de nouveau ; on trouve une différence de 91 millièmes ; il faut le soustraire ; le restant est de 561 millièmes. En second lieu, il faut faire une correction due à ce que le xénon a été pesé à la pression de 70 millimètres, tandis que la pression s'est modifiée à 52<sup>mm</sup>,9. Si l'on avait pesé le tube scellé à la pression de 52<sup>mm</sup>,9 au lieu de 70 millimètres, il aurait pesé davantage ; la correction, donc, est positive ; il s'agit de la différence entre le poids de 0<sup>mm</sup>3,536 (la capacité de l'ampoule) à 70 et à 52<sup>mm</sup>,9 (47<sup>mm</sup>,4). L'équation

$$17,1 \times 0,536 \times \frac{1,29}{760} \times 4000 - 15 \text{ millièmes}$$

donne ce poids, où 1,29 est le poids en milligrammes d'un centimètre cube d'air.

Nous avons donc  $561 + 15 = 576$  millièmes d'un milligramme pour le poids du xénon. Il est facile de constater que le poids calculé est de 577 millièmes.

Qu'il me soit permis de citer encore un exemple de l'opération de pesée faite avec cette balance. Nous avons déterminé, M. Whytlaw-Gray et moi, le poids de l'hélium formé par le niton, lorsqu'il se change en radium A, B, C et, à la fin, D. Nous avons, comme je vous l'ai décrit, rempli un tube de niton au mois de juillet 1910 ; nous l'avons laissé jusqu'au commencement d'octobre, pour qu'il se changeât en hélium et en radium D. Ce dernier a une demi-vie d'environ 16 années ; on peut donc le regarder comme permanent. On a pesé le tube ; on a cassé la pointe, et on l'a replacé immédiatement sur la balance. La perte de poids était de 15 millièmes ; son volume était de 0<sup>mm</sup>3,196 ; le poids de l'air qui est entré à une pression de 37<sup>mm</sup>,7 et à 18°5 était de 12 millièmes ; le poids total de l'hélium était donc de 27 millièmes.

Mais, étant donné la quantité de niton employé, on aurait dû en obtenir 38 millièmes ; il fallait donc le chercher. Or, sous l'influence de l'émanation, les molécules de gaz qui se trouvent dans le même vase sont forcées d'accélérer la vitesse de leur mouvement, à cause, sans doute, des collisions qu'elles reçoivent des particules  $\alpha$ , projetées pendant la désintégration des atomes de niton. Cette vitesse fait qu'ils pénètrent les parois du vase qui les contient ; et il

ressort des expériences que nous avons faites que cette pénétration dépend non seulement de la vitesse, mais aussi de la grandeur et de la forme des molécules. Ainsi l'hélium, mêlé au niton, pénètre dans le verre plus que le néon; et le néon, plus que l'hydrogène.

Quoi qu'il en soit, nous avons chauffé le tube dans une petite éprouvette en silice, entourée d'un second tube pour empêcher l'entrée des gaz de la flamme; nous avons enlevé les gaz à la pompe, et, au moyen de charbon refroidi, nous avons absorbé l'oxygène que nous avons introduit tout d'abord, pour déplacer l'air, qui pouvait contaminer les gaz avec une trace de néon et d'hélium. Le résidu mesurait  $0^{\text{mm}^3}$ , 042; son spectre était celui de l'hélium pur; et son poids était de 8 millièmes. Ajouté au poids déjà déterminé à la balance, la somme est de 35 millièmes, ce qui ne diffère que de 3 millièmes du chiffre calculé dans l'hypothèse que chaque atome de niton, en se désagréant en radium D, laisse échapper trois atomes d'hélium, c'est-à-dire trois particules  $\alpha$ .

Notre premier but était de découvrir le vrai poids atomique du niton; pour réussir, nous en avons introduit, dans cinq expériences, des quantités variant entre  $0^{\text{mm}^3}$ ,075 et  $0^{\text{mm}^3}$ ,0566 dans des tubes à densité, comme je vous l'ai déjà décrit. Ce sont les volumes actuellement enlevés des tubes à la pompe; il va sans dire qu'il était nécessaire de faire des corrections pour les pertes du niton dues à sa décomposition spontanée partielle en des produits solides, et pour la partie qui avait pénétré dans les parois, soit sous sa propre forme, soit sous forme d'hélium. Les poids que nous avons posés étaient de 572 jusqu'à 739 millièmes de milligramme. Les poids atomiques trouvés étaient 227, 226, 223, 220 et 218; en moyenne, 223. Se basant sur les déterminations de M<sup>me</sup> Curie et de Sir Edward Thorpe pour le poids atomique du radium, et en soustrayant celui de l'hélium, 4, nous arrivons au poids atomique du niton 222,4, concordance assez satisfaisante.

Qu'il me soit permis de vous résumer encore une expérience, faite par MM. Cuthbertson et Porter, de l'Institut de Physique, à University College. Il s'agit de trouver l'indice de réfraction du niton, en employant moins d'un dixième de millimètre cube de ce gaz. Au bout d'un tube capillaire scellé, on a poli deux surfaces, parallèles à l'axe du tube, et on a percé le tube d'un petit trou, perpendiculaire aux surfaces; en collant sur ces surfaces deux plaques de verre poli, on a une petite chambre d'environ 1 millimètre cube de capacité.

On a platinisé deux petits cercles sur le verre poli, de telle sorte que la lumière pouvait passer à travers la partie platinisée, et aussi être réfléchi par les surfaces métalliques des plaques. Ce tube à thermomètre formait la partie supérieure d'un appareil tel que celui que je vous ai décrit, où on pouvait à volonté introduire du niton purifié. En regardant la lumière verte d'une lampe à mercure à travers le trou, on voit des franges en forme de cercles concentriques, dont la longueur des rayons se change à chaque changement de pression. En mesurant le nombre des bandes qui passent par un point déterminé, pour un changement de pression connu, on arrive à calculer la réfraction du gaz.

On a fait plusieurs mesures, avec plus ou moins de succès; la difficulté qui nous a forcé d'abandonner la recherche était tout à fait imprévue: c'était la corrosion du platine par l'émanation; il devient noir foncé, et perd sa transparence à un tel degré qu'il est absolument impossible, après quelques minutes, de voir aucune lueur à travers les plaques platinisées. Mais, avant que cette attaque commence, nous avons pu faire quelques observations, qui indiquent pour la réfraction ( $\mu - 1$ ) du niton un chiffre voisin de 0,001633 pour la lumière blanche, soit environ 45 fois celle de l'hélium, 0,000035. On se rappellera peut-être que M. Cuthbertson a indiqué une relation très curieuse entre les chiffres qui expriment les réfractions des éléments inertes. Celles de l'hélium, le néon, l'argon, le crypton, et le xénon montrent la relation simple, 1, 2, 8, 12 et 20. Celle du niton paraît être en relation avec les autres.

La possibilité de peser des quantités si minimes suggère des recherches qui doivent être très intéressantes; on pourrait, par exemple, évaluer l'épaisseur des couches de gaz qui s'attachent à des objets solides, car leurs poids sont bien sensibles. M. Whytlaw-Gray a pesé une capsule d'or très légère, ayant une surface d'environ 2<sup>cm</sup>2,5. Après l'avoir chauffée au rouge, on l'a suspendue sans délai à la balance, et on l'a contrebalancée; elle a gagné de poids pendant deux jours; l'accroissement total était de 1.000 millièmes; et si l'on calcule l'épaisseur de la couche d'air, on trouve qu'elle consiste en 7 molécules. Il y a évidemment beaucoup à faire à cet égard, car on peut à volonté varier les matières, la nature du gaz, la température et la pression.

Nous avons appris encore une chose extraordinaire. Nous avons eu besoin d'eau pure, qui ne laissât pas de résidu solide à l'évapo-

ration. Quoique nous en ayons distillé dans des vases de platine, de silice et d'argent, il n'était jamais possible d'en obtenir une goutte que l'on pût évaporer sans qu'il restât, après l'évaporation, un dépôt cristallin. Nous avons même essayé l'eau synthétique, préparée en brûlant de l'hydrogène au contact de vases refroidis, de verre, de silice, de platine et d'argent; les gouttes obtenues ont toutes laissé un dépôt semblable, pesant environ 100 millièmes par goutte. Nous avons ainsi passé, et de façon fort peu amusante, une quinzaine de jours en des essais de ce genre; nous avons fini par découvrir qu'en laissant s'évaporer l'eau dans un courant d'air filtré à travers de l'ouate, on n'obtient aucun résidu. Le résidu provenait de la poussière suspendue dans l'air. Les cristaux, d'après leur aspect au microscope, consistaient pour la plupart en sel commun, en carbonate de chaux et en sulfate de chaux.

Il est donc évident que l'eau en s'évaporant se charge d'électricité, et attire la poussière, qui possède un poids relativement grand.

Voilà, Messieurs, quelques-unes des expériences que nous avons faites pendant les dernières années. Des instruments comme le spectroscopé, le microscope et l'électroscope ont été extrêmement perfectionnés pour la recherche de quantités minimales; il nous a paru regrettable que nos moyens pour déterminer la quantité de matière par son poids et par son volume soient restés tellement arriérés. J'espère que nous n'avons pas abusé de votre patience en vous disant quelques mots relatifs à nos tentatives, ayant pour but de voir l'invisible, de tâtonner l'intangible, et de peser l'impondérable.

---

**LE CAS GÉNÉRAL DE LA DÉCOMPOSITION MAGNÉTIQUE  
DES RAIES SPECTRALES ET SON APPLICATION EN ASTROPHYSIQUE (1);**

Par M. P. ZEEMAN.

Il y a plusieurs années, en 1896, j'ai montré que le magnétisme fait subir aux raies spectrales d'un gaz luminescent certaines modifications caractéristiques.

Notre connaissance de ces phénomènes a fait depuis leur décou-

---

(1) Conférence faite à la Société française de Physique, séance du 19 avril 1911.

verte des progrès rapides. Ces progrès nous les devons à des savants de toutes nationalités. La France y a pris une part considérable, et c'est dans ce pays qu'au commencement de 1897 Henri Poincaré, Alfred Cornu, Henri Becquerel, Aimé Cotton, fournirent les premières contributions au sujet en question. Depuis, les savants français n'ont cessé de s'y intéresser.

C'est ce qui fait que je n'aurai pas à traiter mon sujet *ab ovo*, et que, pour les cas les plus simples, il me suffira de vous rappeler quelques points principaux.

Les faits essentiels, en partie prévus par la théorie de Lorentz, qui m'a servi de guide dans mes recherches, sont les suivants.

Soit une source lumineuse placée dans un champ magnétique horizontal, et supposons que l'on observe dans une direction perpendiculaire aux lignes de force. Dans un spectroscopie à pouvoir séparateur suffisant, nous voyons alors que chaque raie spectrale est décomposée en trois raies, en un *triplet*.

La composante médiane du triplet se trouve à l'endroit de la raie primitive. Chaque composante du triplet est polarisée linéairement; mais, tandis que les vibrations de la composante médiane s'effectuent parallèlement à la force magnétique, celles des composantes extérieures s'exécutent perpendiculairement à cette force. Je vais vous montrer quelques exemples de triplets. Ce sont des agrandissements d'après des négatifs. Les raies noires sont en réalité des raies d'émission lumineuses. Le premier exemple est une raie décomposée du mercure, le second une raie du zinc, puis une partie du spectre du fer avec de nombreux triplets.

La polarisation linéaire des composantes du triplet peut être montrée à l'aide des deux raies jaunes du mercure. Dans la première moitié de la plaque, ce sont les composantes extérieures, dans la seconde moitié, la composante intérieure qui sont éteintes à l'aide d'un rhomboïdre de spath convenablement disposé.

On voit clairement que la polarisation est totale et en même temps que les composantes sont bien nettes. Le champ magnétique nous permet donc d'obtenir le rayonnement le plus simple d'une molécule gazeuse, savoir : des ondes de vibrations polarisées.

Dans la direction du champ magnétique, on voit dans le spectre des doublets au lieu des raies primitives. Chacune des composantes est polarisée circulairement, l'une à droite, l'autre à gauche. Elles sont placées de part et d'autre de la raie primitive, j'ai observé pour

la première fois cette polarisation circulaire sur les raies du sodium. Je me permettrai de vous montrer une épreuve négative se rapportant à ces raies. Par un artifice bien simple, employé pour la première fois par König et par Cornu, une partie du champ ne laisse passer que de la lumière polarisée circulairement à droite, l'autre de la lumière polarisée circulairement à gauche. La raie primitive semble brisée en deux morceaux, qui sont déplacés de côtés différents.

C'est là la preuve que ce sont deux composantes polarisées en sens contraires.

Une chose bien remarquable dans ces phénomènes de polarisation, c'est la perfection de la polarisation. C'est ainsi que, dans la polarisation circulaire, il n'y a pas trace de lumière non polarisée, bien que la présence d'une telle lumière soit compatible avec la symétrie du champ magnétique. Il y a deux ans, j'ai pu montrer dans une étude faite dans ce but, que, pour les raies du sodium, certainement 99 0/0 de la lumière des doublets est polarisée circulairement; pour les autres raies que j'ai examinées, j'ai obtenu des résultats analogues.

Je désire maintenant rappeler en quelques mots la théorie de Lorentz.

Nous pouvons décomposer les mouvements des électrons, contenus dans les molécules d'une source lumineuse, en vibrations rectilignes suivant les lignes de force et en vibrations circulaires perpendiculairement à ces lignes. La force magnétique ne modifie pas ces vibrations rectilignes, mais la période des mouvements circulaires est diminuée ou augmentée, suivant le sens de la rotation. On conçoit donc qu'il était possible de prédire l'observation des triplets et des doublets, ainsi que les états de polarisation correspondants. Peut-être le petit modèle que voici vous facilitera-t-il la conception des trois états de mouvements des électrons.

Au commencement, on a cru que toutes les raies spectrales se décomposeraient en triplets. Par une étude minutieuse Cornu a fait voir que les raies du sodium se comportent d'autre façon. Dans la raie  $D_1$ , la composante médiane du triplet se décompose encore une fois en deux; le triplet est devenu un quadruplet. Dans la raie  $D_2$ , chacune des composantes se dédouble et la figure de décomposition est un sextet. On peut se faire une idée des raies d'émission du sodium dans un champ magnétique intense au moyen des négatifs que je vais projeter maintenant. Voilà le quadruplet de  $D_1$ , puis le



sextet de  $D_2$ . Dans la figure schématique (*fig. 1*), les décompositions sont représentées à la même échelle;  $a$  se rapporte à l'observation perpendiculaire aux lignes de force,  $b$  à celle dans la direction des lignes de force. Si le champ est faible,  $D_2$  se comporte comme un triplet dans une direction perpendiculaire au champ et comme un doublet dans la direction du champ.

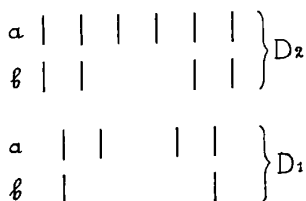


FIG. 1.

Dans des champs faibles, ou lorsque les raies ne sont pas fines,  $D_1$  fait l'impression d'un doublet dans les deux directions principales.

La figure schématique montre aussi qu'il y a une relation simple entre la grandeur des décompositions pour  $D_1$  et  $D_2$ . Ce rapport a été mis en lumière par M. Runge dans d'autres cas encore.

On peut déduire de la décomposition en triplet la valeur de  $\frac{e}{m}$ , c'est-à-dire du rapport de la charge à la masse d'un électron.

Vous savez que la valeur que l'on a trouvée ainsi pour ce quotient est à peu près la même que celle que l'on déduit des propriétés des rayons cathodiques. D'ailleurs, dans les deux cas, on doit conclure à l'existence de particules négativement chargées. On arrive ainsi à cette conclusion importante, que ce qui vibre dans une flamme ou dans une étincelle est la même chose que ce qui est projeté dans les rayons cathodiques.

Or, dans les décompositions compliquées il semblait que la simple relation entre deux phénomènes naturels, aussi différents à première vue, fût complètement perdue. Mais Runge a pu indiquer une règle, exprimant que les décompositions complexes aussi sont en rapport avec la valeur normale de  $\frac{e}{m}$ . Ces cas dépendent donc aussi des électrons négatifs ordinaires, bien que sans explications, on ne voie plus grand'chose du simple triplet dans les décompositions, comme celles

que je vous montre maintenant. C'est un groupe du spectre du magnésium, qui est décomposé respectivement en triplet, sextuplet, septet, puis un nonet du spectre du mercure.

La magnifique régularité de ces décompositions magnétiques invitera encore souvent les mathématiciens à faire de nouvelles tentatives pour les expliquer théoriquement. On n'a pas encore su se former jusqu'ici l'image d'un système d'électrons qui ne donnerait même qu'un nonet dans un champ magnétique. Il n'est pas non plus probable que, dans le domaine des décompositions magnétiques, pour comprendre les phénomènes dans une substance amorphe, il faille passer par les lois des phénomènes analogues dans les cristaux. Ainsi que M. Voigt le fait remarquer dans sa *Kristallphysik*, cette voie conduira à une intelligence plus parfaite de bien des choses. Mais, en disant cela, il songe évidemment à d'autres phénomènes que les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux comme le xénotime et la tysonite. Les raies d'émission des gaz se comportent plus simplement que les raies d'absorption des cristaux étudiés avec tant de succès par M. Jean Becquerel, ou des combinaisons à absorption sélective, qui sont traitées dans le beau travail de MM. du Bois et Elias.

Nous avons parlé jusqu'ici des raies d'émission des gaz. Or, à la décomposition magnétique des raies d'émission correspond une modification analogue des raies d'absorption. Si on laisse passer de la lumière blanche par une flamme absorbante, on observe dans le spectre continu des raies d'absorption sombres, qui sont décomposées et polarisées sous l'influence d'un champ magnétique de la même façon que les raies d'émission. C'est ce qu'on put constater dès les premières expériences; mais Cotton, König et Righi en firent l'étude plus approfondie. Pour abréger, nous donnerons à cette décomposition magnétique des raies d'absorption le nom d'effet inverse.

L'explication de cet effet inverse est fournie par la loi générale de la résonance. S'il peut exister dans une flamme, soumise à un champ magnétique, trois espèces de vibrations libres, cette même flamme peut enlever ces mêmes vibrations à de la lumière blanche incidente. Il est donc clair qu'elle absorbe des vibrations de période et de direction vibratoires déterminées. Des vibrations de même période que la raie primitive sont absorbées si elles sont parallèles à la force magnétique. Vibrant perpendiculairement, elles traversent la flamme, bien qu'elles aient la même période que la raie primitive.

Un raisonnement analogue s'applique aux composantes extérieures d'un triplet.

Aux phénomènes que l'on observe dans une direction perpendiculaire au champ je donnerai parfois le nom d'effet transversal, et à ceux que l'on observe dans le sens des lignes de force le nom d'effet longitudinal.

Une grande partie de ce que je vais vous dire de ces deux cas principaux de l'effet inverse, vous pouvez déjà le trouver sous une autre forme dans la belle monographie de M. Cotton. Mais, dans une étude générale de l'effet inverse, que j'ai entreprise dernièrement avec M. le Dr Winawer, assistant au laboratoire d'Amsterdam, j'ai dû considérer également ces cas principaux (1). Voici comment nos expériences étaient disposées : la lumière blanche, provenant du cratère positif incandescent d'une lampe à arc, traverse une flamme au sodium, placée entre les pôles d'un aimant semi-circulaire de du Bois. Cette lumière tombe sur un réseau de Rowland, installé d'une façon stigmatique.

Par un artifice on peut obtenir trois bandes : les bandes supérieure et inférieure montrent l'influence d'une lumière polarisée sur le phénomène. La bande moyenne montre les phénomènes, tels qu'ils se présentent en lumière naturelle.

Nous avons fait, suivant cette méthode, des expériences sur de la vapeur de sodium de diverses densités. Nous mentionnerons d'abord quelques résultats obtenus pour l'effet transversal.

Pour donner un aperçu des phénomènes, nous distinguerons trois phases d'après la densité de la vapeur.

Dans la première phase la densité de la vapeur est très faible. Dans la bande moyenne l'absorption est à peine sensible (2) ou bien on voit le quadruplet inverse ou le sextet inverse avec de faibles composantes. Dans les bandes supérieure et inférieure, au contraire, les composantes sont noires et très nettes.

L'explication de ce contraste des intensités est très simple.

En effet, chaque composante n'absorbe que la moitié de la lumière incidente ; les vibrations qui ne coïncident pas avec les vibrations propres d'une composante passent presque sans être arrêtées.

---

1) ZEEMAN et WINAWER, *Proceedings Academy of Sciences*, Amsterdam, 1910; *Astrophysical Journal*, décembre, 1910; *Archives néerlandaises* (2), t. XV, p. 453.

2) Voir les planches dans les travaux cités.

Pour une densité moyenne de la vapeur, c'est la seconde phase du phénomène qui apparaît. Dans les champs supérieur et inférieur les composantes ne se distinguent plus séparément. Par contre, dans la bande moyenne on voit maintenant, surtout dans le cas du quadruplet, de fines raies sombres, qui sont plus rapprochées du milieu que les composantes extérieures du quadruplet.

Ces particularités et d'autres analogues s'expliquent par un recouvrement partiel des composantes de la raie décomposée.

Si les intensités des trois composantes d'un triplet sont représentées par les courbes de la figure que voici, et que de la lumière naturelle traverse la flamme, il y a deux maxima d'absorption, qui correspondent à peu près aux points d'intersection des courbes. En effet, les vibrations verticales aussi bien que les horizontales seront fortement absorbées en cet endroit. Mais, dès qu'on introduit dans le faisceau un nicol à direction de vibration verticale, on voit deux raies sombres, dont les maxima d'obscurité coïncident avec les sommets des courbes, qui se rapportent aux vibrations verticales.

Avec nicol les raies sombres sont plus écartées que sans nicol. Dans le spectre des taches solaires on pourra probablement trouver des exemples de ce changement de la distance des raies doubles.

Comme troisième phase, on pourra considérer le cas où la vapeur est très dense. L'épreuve suivante se rapporte à ce cas. On revient alors, à proprement parler à mes toutes premières expériences, sur de larges raies dans des champs magnétiques faibles. L'influence du champ se constate à peine aux bords des larges raies spectrales.

Pour l'observation de l'effet inverse longitudinal les pôles de l'électro-aimant doivent être percés, afin de pouvoir regarder suivant les lignes de force.

Sans polarisation de la lumière, on ne voit que des raies d'absorption peu nettes. Les composantes qui, dans le spectre d'émission, rayonnent de la lumière polarisée circulairement à droite absorbent maintenant cette espèce de lumière, et laissent donc passer la lumière polarisée circulairement à gauche. La décomposition des raies et leur état de polarisation s'observent très nettement dès qu'on opère avec un parallépipède de Fresnel et un rhomboèdre de spath.

Si la vapeur est raréfiée, on observe la première phase. On constate encore une fois que la polarisation circulaire est parfaite.

Si la vapeur est assez dense, c'est la seconde phase qui se manifeste. J'attire spécialement votre attention sur la raie  $D_2$  dans la bande

moyenne. Il semble qu'elle ne soit pas décomposée et elle paraît être bordée de bandes moins obscures. L'explication est de nouveau bien simple. Nous avons affaire encore une fois à un phénomène de superposition de même nature que dans le cas de l'effet transversal. Mais maintenant les composantes sont polarisées circulairement en sens contraires.

Jusqu'ici toutes nos considérations se rapportaient aux deux cas principaux de décomposition magnétique. Mais, dans ces derniers temps, l'examen de l'effet magnétique dans une direction oblique par rapport au champ a pris une importance particulière pour l'astrophysique. Il n'y a pas longtemps encore, il n'existait au sujet de ce cas général qu'une seule étude expérimentale importante, celle de Righi de 1899. Du moins c'était la seule où il fût réellement question de décomposition de raies, car, dans les expériences d'Egoroff et Georgiewsky sur la polarisation partielle, la dispersion employée était loin d'être suffisante pour obtenir une décomposition.

Dans la théorie élémentaire de Lorentz, il est aisé de prévoir ce que l'on doit observer dans une direction oblique par rapport aux lignes de force. Reprenons notre modèle. On peut démontrer que, si l'on observe dans une direction qui fait l'angle  $\theta$  avec les lignes de force, tout est déterminé par la projection des mouvements des électrons sur un plan perpendiculaire à la direction d'observation. On observera donc dans la direction  $\theta$  un triplet dont les composantes extérieures sont polarisées elliptiquement en sens contraires. La composante médiane est polarisée linéairement; son intensité diminue à mesure que  $\theta$  se rapproche de 0; en même temps les ellipses se rapprochent de plus en plus de cercles.

Dans son travail cité, Righi a déjà constaté et mesuré l'ellipticité des composantes extérieures.

A vrai dire la théorie élémentaire n'est applicable directement qu'à des triplets, aussi les raies du sodium présentent-elles un écart entre la théorie et l'observation, en ce sens que, pour  $\theta = 45^\circ$ , les composantes intérieures sont très peu affaiblies.

Je vais vous montrer, pour  $\theta = 60^\circ$ , une épreuve négative, sur laquelle l'ellipticité se constate très bien.

Sur le chemin du faisceau se trouve, outre le rhomboèdre, un parallépipède de Fresnel, placé de telle façon que son plan principal fait un angle de  $43^\circ$  avec l'horizon. Pour  $D_1$ , on voit dans les champs supérieur et inférieur deux composantes, dont les intensités sont

très inégales, ce qui prouve bien l'ellipticité des vibrations. Si la lumière était polarisée circulairement, on ne verrait qu'une composante dans chaque bande.

Je pourrais déjà dès maintenant vous parler de l'application de la décomposition magnétique à la physique du soleil. Cela s'accorderait avec le développement historique du sujet, puisque la découverte, faite par Hale, des champs magnétiques sur le soleil était uniquement basée sur ce que nous avons dit jusqu'ici de l'effet magnétique. Mais il y a un point de vue auquel le problème de la décomposition magnétique dans les taches solaires est plus compliqué que les questions que nous avons traitées jusqu'ici. En considérant le cas où la direction d'observation fait un angle quelconque avec les lignes de force, nous avons appliqué la théorie élémentaire de Lorentz. Or celle-ci n'est applicable qu'aussi longtemps qu'on a affaire à des raies spectrales très fines, ou plus exactement si la largeur des composantes de la raie décomposée est faible par rapport à leur distance. Et, dans les applications astrophysiques, cette condition n'est pas satisfaite. Nous devons donc partir d'une théorie plus générale. Les résultats de cette théorie s'écartent, à certains points de vue, de ceux de la théorie élémentaire.

Vous savez qu'une théorie générale a été développée par Voigt et par Lorentz. Dans les considérations de Voigt, c'est surtout de l'effet inverse qu'il s'agit, et l'on arrive à des conclusions relatives à l'émission dans le champ magnétique en faisant usage de la loi de Kirchhoff, étendue à notre cas. Ce détour apparent se justifie par le fait, qu'il est bien plus simple de traiter l'absorption dans un système d'électrons agissant les uns sur les autres que l'émission d'un pareil système. On tient compte des particularités de l'absorption en ajoutant aux équations du mouvement pour la propagation de la lumière des termes qui représentent une résistance.

Voigt a déduit d'importantes conclusions de sa théorie. Il a pu trouver un rapport entre la décomposition magnétique et l'effet Faraday, ainsi qu'entre l'effet magnétique et la biréfringence magnétique.

Mais je risquerais de perdre de vue notre sujet actuel en insistant sur les avantages de cette théorie.

Les résultats auxquels conduit la théorie de la propagation de la lumière dans un milieu absorbant, qui est soumis à des forces magnétiques, sont relativement simples. La meilleure façon d'en don-

ner une idée, c'est de rappeler d'abord les lois de la propagation de la lumière dans un milieu biréfringent ordinaire.

Dans un cristal comme la calcite, il peut se propager des ondes planes, polarisées linéairement et à directions de vibrations bien déterminées. Dans chaque direction il y a ainsi deux *faisceaux principaux*, ayant chacun sa vitesse de propagation et se propageant indépendamment l'un de l'autre. Les deux faisceaux sont d'ailleurs également absorbés. Il n'en est plus ainsi dans un cristal absorbant où les faisceaux principaux ne restent pas polarisés linéairement, mais prennent une polarisation elliptique.

Les phénomènes que Cotton observa dans certaines solutions fortement colorées présentent beaucoup d'analogie avec ceux-là. Certaines de ces solutions font tourner le plan de polarisation en dehors du champ magnétique, et présentent des absorptions différentes pour des lumières polarisées circulairement à droite ou à gauche.

Un phénomène du même genre doit se manifester d'après la théorie en magnéto-optique. La théorie apprend notamment que, dans une vapeur métallique aimantée, il peut se propager pour chaque fréquence deux vibrations elliptiques à sens de rotations contraires. Pour chaque angle  $\theta$  formé par la force magnétique et la direction de propagation, il y a deux faisceaux principaux à vibrations elliptiques. La vitesse de propagation et l'absorption sont inégales pour les deux faisceaux. Pour un angle donné  $\theta$ , la différence dépend d'ailleurs de la fréquence  $n$ .

Lorentz a déduit de la théorie diverses conséquences qui peuvent être soumises au contrôle de l'expérimentation.

Je parlerai de trois de ces applications de la théorie générale. Remarquez d'ailleurs que les résultats de la théorie générale se confondent avec ceux de la théorie élémentaire, dès que la décomposition magnétique est forte par rapport à la largeur des raies spectrales. Des résultats qui ne sont pas prévus par la théorie élémentaire ne pourront donc être observés que si la densité de la vapeur employée est forte, ou si l'intensité du champ est si faible que les composantes des doublets et triplets sont imparfaitement séparées.

Nous sommes à présent suffisamment préparés pour traiter les prévisions de la théorie générale. Nous supposons comme toujours que le champ est horizontal et que la direction de propagation du faisceau lumineux est horizontale.

Si les composantes du triplet ne sont pas nettement séparées, la

théorie apprend que les axes des ellipses de vibration des composantes extérieures sont inclinés par rapport à la verticale. Suivant la théorie élémentaire, les grands axes des ellipses coïncideraient avec la verticale.

Dans mes recherches faites en collaboration avec M. le D<sup>r</sup> Winawer, j'ai pu montrer cette position inclinée dans l'effet inverse pour les deux raies D. Pour un angle  $\theta$  de  $69^\circ$  et dans un champ d'environ 18 000 gauss l'inclinaison des axes est encore faible. Mais on peut prouver l'existence de cette inclinaison en plaçant d'abord, devant la fente du spectroscope, un nicol dont la direction de vibration fait un angle de  $30^\circ$  avec l'horizon. Alors les composantes extérieures sont très faibles, pour un sens déterminé du champ, que nous appellerons le sens 1. Si l'on renverse le sens du champ, qui prend ainsi le sens 2, sans rien changer d'ailleurs aux autres conditions de l'expérience, les composantes extérieures deviennent plus obscures. Cette expérience prouve que le phénomène n'est pas symétrique par rapport à la verticale, c'est-à-dire que les vibrations des composantes extérieures sont inclinées. A l'aide du polariscope de Savart on peut même montrer cette « obliquité » du phénomène, sans faire usage d'un spectroscope. La polarisation partielle, découverte par Egoroff et Georgiewsky, a un plan principal qui n'est pas symétrique par rapport à la verticale. Le polariscope de Savart ne permet évidemment pas de décider si ce sont réellement les composantes extérieures qui déterminent l'obliquité de tout le phénomène.

Si l'on rend la densité de la vapeur très petite, l'axe principal de l'ellipse devient vertical. On retrouve alors les ellipses de la théorie élémentaire.

Nous arrivons maintenant à d'autres prévisions de la théorie. Celles-ci se rapportent à la fréquence  $n_0$  de la raie primitive. Il se présente une grande différence dans les phénomènes, pour  $n = n_0$ , suivant que l'angle  $\theta$  est plus grand ou plus petit qu'un certain angle  $\theta_1$ . Cet angle  $\theta_1$  de Lorentz est déterminé par l'équation :

$$\frac{v \sin^2 \theta_1}{g \cos \theta_1} = 1,$$

où  $v$  est la grandeur qui détermine la décomposition magnétique et  $g$  une grandeur qui peut servir de mesure à la largeur des raies spectrales et dépendante des constantes de la vapeur.

Si la direction d'observation est comprise entre la direction per-



pendiculaire aux lignes de force et celle qui correspond à  $\theta_1$ , on observe des phénomènes qui sont essentiellement ceux que l'on voit dans l'effet transversal. Les deux faisceaux principaux sont linéairement polarisés et se distinguent l'un de l'autre par des coefficients d'absorption inégaux, tandis que la vitesse de propagation est la même. Les vibrations des faisceaux principaux font des angles égaux avec une ligne OL, qui est perpendiculaire au rayon et fait un angle de  $45^\circ$  avec l'horizon (voir la *fig. 2* et, pour plus de détails, le mémoire cité).

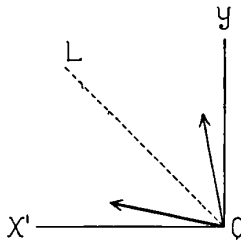


FIG. 2.

Par contre, pour toutes les valeurs de  $\theta$  comprises entre  $\theta_1$  et 0, on observe quelque chose de semblable à l'effet longitudinal. Les faisceaux principaux sont polarisés elliptiquement en sens contraires (avec ellipses caractéristiques coïncidentes), ils sont absorbés au même degré, mais ont des vitesses de propagation différentes.

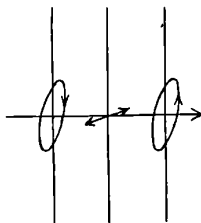


FIG. 3.

J'ai pu montrer avec M. Winawer que pour la vapeur de sodium les vibrations de la composante médiane sont effectivement linéaires et obliques. Pour des angles plus grands que  $\theta_1$ , les résultats des observations relatives à l'effet inverse dans les vapeurs relativement denses se résument en une figure, qui indique aussi bien les vibrations des

composantes médianes que les ellipses de vibration des composantes extérieures dans leurs positions relatives (*fig. 3*).

L'existence d'un angle  $\theta_1$ , qui sépare les domaines des effets longitudinal et transversal, se manifeste dans l'effet inverse par un phénomène intéressant, qui fut observé la première fois pour  $\theta = 16^\circ$ . Je prendrai comme exemple la raie  $D_1$ ; sur le chemin du faisceau lumineux on a placé une lame quart d'onde et, à l'aide d'un rhomboèdre de calcite, on a formé de la façon connue une double image. Avec une vapeur peu dense on obtient alors une figure comme le représente A. La raie verticale est la raie d'absorption de l'arc lui-même; elle n'a rien à voir dans le phénomène (*fig. 4*).

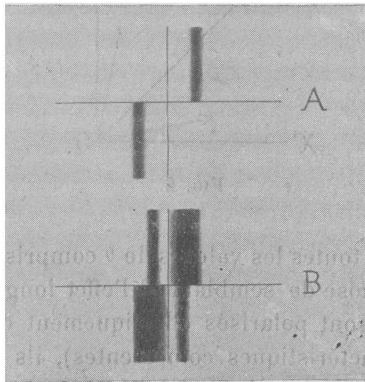


FIG. 4.

Dès que la densité de la vapeur devient considérable, on obtient de nouvelles composantes dans les champs primitivement clairs. Ces nouvelles composantes ne sont pas polarisées et ne sont recouvertes dans les autres champs que par les composantes circulaires. Elles occupent la situation des composantes intérieures du quadruplet. Il est logique de conclure que, dans un triplet, une composante non polarisée serait apparue à l'endroit de la raie primitive.

Le résultat semble paradoxal, car l'on s'est habitué peu à peu à trouver qu'une composante d'une raie magnétiquement décomposée ou déplacée est polarisée. Il est aisé de se rendre compte, que c'est précisément dans une région comprise entre  $\theta_1$  et 0 que de pareilles raies non décomposées peuvent se présenter. En effet, les deux faisceaux principaux elliptiquement polarisés, qui peuvent se présenter dans ce domaine, doivent avoir le même coefficient d'absorption.

Dans un spectre continu, non polarisé, ils ne peuvent donc produire que des raies d'absorption non polarisées. L'existence de pareilles raies prouve donc celle d'un angle  $\theta_1$ . Avec des vapeurs très denses nous avons même réussi à obtenir pour  $\theta = 0$  des quadruplets et des sextets à composantes intérieures non polarisées.

Nos observations relatives à l'angle  $\theta_1$  ont été faites sur des raies d'absorption. M. Elias a pu montrer pour la raie d'émission 5206 du chrome, qui se décompose en un triplet, qu'il existe là un angle  $\theta_1$  de  $10^\circ$ .

Pour la suite, il est nécessaire que je vous rappelle encore la loi qui relie la grandeur de la décomposition magnétique à l'intensité du champ. Cette relation est linéaire.

J'ai été frappé dès le début de mes recherches de la précision avec laquelle peut s'effectuer la mesure de la décomposition des fines raies spectrales. Il suffit qu'on ait déterminé une fois, pour un triplet d'une substance déterminée, l'intensité correspondante du champ magnétique, pour pouvoir déduire dans d'autres cas, et d'une façon très précise, la dernière grandeur de la première. Nous devons actuellement la possibilité d'une telle détermination de l'intensité d'un champ magnétique aux mesures précises de Cotton et Weiss sur les raies du zinc, et de Gmelin sur les raies du mercure. Grâce à ces mesures, il suffit de photographier quelques raies du zinc en même temps que les nouvelles raies qu'on se propose d'étudier, de sorte qu'on n'a plus à faire que des mesures relatives de décomposition. C'est ainsi que les raies du fer ont été examinées dans mon laboratoire par M<sup>me</sup> van Bilderbeek.

La méthode de mesure d'un champ magnétique intense par la décomposition des raies spectrales a été également reconnue par Kohlrausch et consignée comme 9<sup>e</sup> méthode dans la dernière édition de son manuel.

Et le nouveau volume des constantes physiques, que prépare notre Société, contiendra un tableau des décompositions magnétiques absolues par M. Cotton.

La décomposition des raies spectrales peut également servir à déterminer la force magnétique simultanément en divers points d'une même raie. Je ne connais aucune autre méthode par laquelle cela soit possible. L'épreuve diapositive suivante a été obtenue avec les raies jaunes du mercure dans un champ non homogène. Un tube à vide contenant du mercure est placé dans le champ, la direction

longitudinale perpendiculaire aux lignes de force ; on en projette une image sur la fente d'un spectroscopie stigmatique à réseau de Rowland. Vous voyez que l'intensité du champ diminue vers les deux extrémités de la figure.

Pour la raie 5770, la raie médiane du triplet est placée symétriquement entre les composantes extérieures.

Pour la raie 5790, on constate une asymétrie, surtout nette au milieu de la figure.

J'ai étudié cette asymétrie par les méthodes puissantes de M.M. Pérot et Fabry.

Nous nous engagerions trop loin, si nous voulions l'examiner de plus près. D'ailleurs, vous connaissez les travaux récents de M. Dufour sur ce sujet.

Je pense avoir ainsi suffisamment préparé le terrain pour parler de la décomposition magnétique des raies des taches solaires. Il y a deux ans, M. Hale lui-même vous a entretenu de sa découverte (1), qui a fait époque. Je me propose de vous communiquer très brièvement l'historique de la question et puis de faire, à un point de vue purement physique, quelques remarques sur les dernières observations de Hale (2).

C'est en 1866 que sir J. Norman Lockyer observa pour la première fois le spectre des taches solaires. Il découvrit que plusieurs des raies obscures du spectre solaire étaient élargies dans toute l'étendue des taches. Depuis, ces raies élargies ont été observées systématiquement par un grand nombre d'observateurs. Young, de l'observatoire de Princeton, trouva que plusieurs de ces raies étaient doubles. On interpréta ce fait en admettant qu'une raie brillante était superposée à la raie sombre, élargie. Une masse gazeuse vivement incandescente, flottant au-dessus de la tache solaire, aurait émis cette raie claire.

Mitchell, qui collabora pendant quelque temps avec Young, donna un dessin des divers types qui se présentent dans les raies des taches.

En 1908, Hale a obtenu de magnifiques images monochromatiques du soleil avec la raie rouge  $\mathcal{H}_\alpha$ . Elles sont très riches en

(1) Voir *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VIII, p. 461, 1909 ; — *Bulletin des Séances de la Soc. franç. de Phys.*, p. 118, année 1909 ; — et HALE, *Contributions fr. the Mount Wilson Solar Observatory n° 30*, 1908.

(2) HALE, *Notes on solar magnetic fields and related phenomena. Publications Astronomical Society of the Pacific*, Vol. XXII, p. 63 1910.

détails et montrent dans les taches une structure, rappelant un tourbillon dont l'axe est dirigé à peu près suivant le rayon du soleil et dont la tache est le centre. Hale a donné à ces structures le nom de tourbillons solaires et s'est demandé si par hasard il ne circulerait pas dans ces tourbillons des électrons, qui produiraient ainsi un champ magnétique. Le spectre des taches solaires serait ainsi la manifestation optique de ce champ.

Effectivement, Hale a puretrouver successivement les particularités très caractéristiques de l'effet magnétique inverse dans le spectre des taches solaires.

Il réussit tout d'abord à trouver des traces nettes de polarisation circulaire pour la raie du fer 6302,7, dans le spectre d'une tache qui se trouvait au milieu du disque solaire. Je tiens à vous montrer ici des agrandissements d'une des premières photographies obtenues, que Hale eut l'amabilité de m'envoyer en été 1908.

Au milieu du champ vous voyez le spectre des taches solaires, analysé au moyen d'un parallépipède de Fresnel et d'un nicol. Comme spectre de comparaison, vous voyez au-dessus celui de la pénombre et au-dessous celui de la photosphère. La raie 6302,7 est marquée d'un point. Sur la photographie que je vous projette maintenant, la raie indiquée dans la bande moyenne est sombre du côté du rouge. Si l'on fait tourner le nicol de  $45^\circ$ , sans rien changer au parallépipède, la raie, qui d'abord était sombre du côté du rouge, le devient du côté du violet. Il est prouvé par là que la lumière de la raie considérée est polarisée surtout circulairement.

Les raies marquées de croix ont pris naissance par absorption dans notre atmosphère. Elles ne présentent heureusement pas d'effet.

Plus tard, Hale a pu montrer plus nettement encore la polarisation d'un grand nombre de raies.

Les phénomènes en question se manifestent lorsque la tache se trouve au milieu du disque. Le caractère principal est celui de l'effet longitudinal. Si l'explication est la vraie, il faut donc que l'on observe aussi l'effet transversal, lorsque la tache est venue au bord du disque solaire.

D'autre part, si le sens de la rotation change dans le tourbillon, il faut aussi que le signe de la polarisation circulaire change.

Les deux prévisions se sont réalisées. Je songe encore avec joie au moment où, le 21 septembre 1907, je reçus ce télégramme de Hale : *Vortices rotating opposite directions show opposite polarities ; spot*

*lines near limb plane polarised.* (Les tourbillons tournant en sens contraires présentent des polarités opposées; les raies des taches près du bord sont linéairement polarisées.)

L'effet transversal et l'effet longitudinal étaient donc observés tous deux sur le soleil; ceci m'engage à répéter ici les mots par lesquels M. Deslandres commença récemment une conférence à la Royal Institution : « Le Soleil est un magnifique sujet d'études. »

Outre les phénomènes de polarisation caractéristiques, la grandeur de la décomposition des raies spectrales dans les taches solaires fournit un critérium de l'exactitude de l'interprétation choisie. Il existe une concordance satisfaisante entre la grandeur de la décomposition magnétique, telle qu'elle se mesure en laboratoire, et celle qu'on observe pour les raies des taches. Il en est du moins ainsi pour diverses raies du fer. En comparant la décomposition trouvée en laboratoire avec celle observée sur le soleil, il est donc très facile d'obtenir la valeur de l'intensité du champ dans les taches solaires. Les champs les plus intenses observés par Hale atteignent une valeur de 4.500 gauss.

Nous allons projeter maintenant le dessin de Mitchell. Les types les plus caractéristiques de spectres de taches sont les types n<sup>os</sup> 5, 6, 7 et 10 de la figure.

J'ai obtenu récemment dans mon laboratoire des décompositions tout à fait semblables. Les types 5', 6' et 7' (1) sont obtenus dans un champ magnétique non uniforme, sans nicol ni aucun autre analyseur. 5' est le quadruplet de  $D_1$ , observé perpendiculairement au champ; 6' est le sextet de  $D_2$ , effet longitudinal, dans un champ qui est très fort au milieu; 7' est encore  $D_2$ , effet transversal, dans un champ à maximum plus faibli. 10' représente un de ces phénomènes de superposition, dont nous avons parlé tantôt; le champ est uniforme et l'observation est faite parallèlement au champ.

Nous avons supposé jusqu'ici que, sur le soleil, les lignes de force magnétique sont à peu près dirigées suivant le rayon. Or tel n'est presque jamais le cas, car même si la tache est voisine du centre du disque solaire, on observe en général des triplets et non des doubles. Il faut donc que les lignes de force dans une tache fassent un angle notable avec la ligne de visée. Nous pouvons donc nous attendre à ce que les composantes extérieures des triplets soient

---

(1) Voir les planches dans le mémoire cité de Zeeman et Winawer.

elliptiquement polarisées. Les observations s'accordent réellement avec cette prévision.

D'après ce que nous venons de voir, il doit être possible, théoriquement, de déterminer dans chaque tache la direction de la force magnétique. En effet, dans un triplet normal, la composante médiane est deux fois plus forte que chacune des composantes extérieures pour  $\theta = 90^\circ$ . Elle disparaît par contre pour  $\theta = 0$ . Pour des valeurs intermédiaires de  $\theta$ , l'intensité de la composante moyenne varie proportionnellement à  $\sin^2 \theta$ . Du rapport des intensités de la composante médiane et des composantes latérales on peut donc déduire  $\theta$ , c'est-à-dire l'angle que les lignes de force forment avec la ligne de visée.

D'ailleurs, la projection de la force magnétique sur le disque solaire s'obtient aussi directement, car elle est parallèle à la direction de vibration du nicol, dans la position où la composante médiane est au maximum d'obscurité.

On pourrait faire de cette façon une carte des champs magnétiques solaires. La direction de la force magnétique dans l'espace pourrait être complètement déterminée et en même temps la valeur absolue de la force, puisque celle-ci serait donnée par la grandeur de la décomposition.

Il est bien regrettable que les recherches les plus récentes nous obligent à faire quelque réserve à ce sujet. Tout ce que nous venons de dire n'est vrai que pour autant que la théorie élémentaire soit applicable. Or, les composantes des raies des taches ne sont jamais nettement séparées, de sorte que nous devons appliquer ce que j'ai appelé tantôt la théorie générale. Dans ces conditions, la direction de vibration de la composante médiane, si elle existe, ne donne plus la direction de la projection de la force magnétique. Nous avons constaté dans nos expériences que ces directions *peuvent s'écarter de plus de  $40^\circ$  l'une de l'autre*.

Comme les grands axes des ellipses de vibration des composantes latérales sont également inclinés, ces axes ne permettent pas davantage de déterminer la direction du champ.

Il est vrai que, dans mes expériences, ce dernier écart était toujours assez petit; et de nouvelles recherches à ce sujet sont en train.

Si l'on isole au moyen d'un nicol les composantes extérieures du triplet, le degré de décomposition peut toujours servir de mesure à l'intensité du champ magnétique.

D'un autre côté, il me semble que la théorie générale, vérifiée en partie par nos expériences, permettra d'expliquer certains phénomènes, que Hale attribue à une rotation du plan de polarisation. Dans certaines taches on a observé des triplets, qui présentaient une particularité remarquable. Lorsqu'on avait donné au nicol une certaine position, la raie médiane était sombre d'un côté de l'ombre et moins sombre de l'autre. En tournant le nicol de  $90^\circ$ , l'aspect de la raie se renversait. Si l'on admet que d'un côté de l'ombre l'intensité magnétique et la largeur des raies sont telles que  $\theta$ , est plus grand à un bord qu'à l'autre, on explique en même temps un changement des directions de vibration des composantes.

Il y a là encore un vaste champ d'expérimentation.

Réussira-t-on jamais à découvrir un champ magnétique dans les nébuleuses, parfois en forme de spirale, dont la nature est encore si énigmatique ?

En France, la collaboration entre la physique et l'astronomie existe depuis longtemps et a été éminemment fertile. Pour le sujet qui nous occupe, l'importance de cette collaboration a été mise très tôt en relief par les paroles sur lesquelles je terminerai ma conférence, et que j'emprunte à une communication de H. Becquerel et H. Deslandres à l'Académie des Sciences en l'année 1898 : « L'influence magnétique met en évidence des différences jusqu'alors inconnues entre les raies d'un même spectre, et ouvre ainsi un monde nouveau de faits qui intéressent la Physique, la Chimie et même l'Astronomie. »

---

**EXPOSÉ EXPÉRIMENTAL DES PHÉNOMÈNES FONDAMENTAUX  
DE L'ÉLECTROSTATIQUE, AU MOYEN DE L'ÉLECTROMÈTRE A QUADRANTS ;**

*Conférence faite par M. LANGEVIN, à la SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE  
le 21 avril 1911.*

Compte rendu et notes par M. JEAN VILLEY.

Cette conférence présente, avant tout, un intérêt pédagogique. En répétant un ensemble d'expériences qu'il avait faites à son cours du Collège de France, M. Langevin a pensé pouvoir intéresser les professeurs de physique des lycées. Un électromètre à quadrants sensible permet en effet de montrer facilement, d'une manière très



saisissante et même souvent quantitative, tous les phénomènes essentiels sur lesquels s'appuie un cours d'électrostatique.

Un électromètre (*fig. 1*) donnant 1 mètre par volt à 2 mètres de distance <sup>(1)</sup> a une sensibilité plus que suffisante pour permettre de montrer ces phénomènes à un auditoire nombreux <sup>(2)</sup>. Le cylindre de Faraday est monté sur trois cales de soufre de 2 à 3 centimètres, qu'on colle par fusion en les appliquant sur le métal chaud. On le place dans un second cylindre, faisant partie de la protection électrostatique <sup>(3)</sup>. Le fil de connexion entre le cylindre de Faraday et l'électromètre est soutenu par deux bouchons de soufre <sup>(4)</sup>, et tendu suivant l'axe d'un tube de laiton qui complète, avec la cage de l'électromètre, la protection électrostatique.

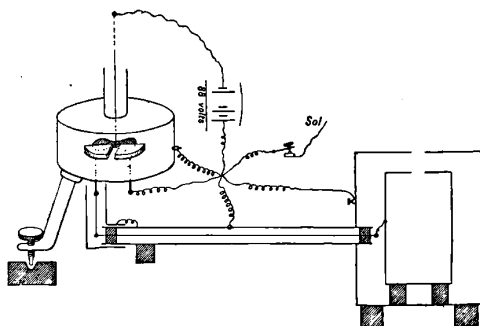


FIG. 1.

La construction d'un plan d'épreuve parfait demande quelques précautions, d'ailleurs fort simples.

Pour ne pas changer la distribution qu'on veut explorer, le petit disque mince qui le constitue (clinquant recuit de 1/10 de millimètre d'épaisseur, 20 millimètres de diamètre) ne peut être fixé que

(1) C'est ce qu'on obtient avec un électromètre Curie, ou genre Curie (cf. MoulIN, *le Radium*, 1907, p. 145).

(2) L'image d'un filament de lampe Nernst fournit un spot très suffisamment visible.

(3) On choisira celui-ci de dimensions nettement supérieures pour ne pas trop augmenter la capacité du système isolé : toutes les mesures qui vont suivre sont en effet des mesures de charges portées par un plan d'épreuve.

(4) En coulant du soufre fondu dans un tube de verre mince de 15 à 30 millimètres de diamètre que l'on casse ensuite, on obtient des cylindres qui se scient et se tournent facilement pendant quelques heures (avant la recristallisation) et qui isolent parfaitement après qu'on a nettoyé leur surface au papier de verre.

par un collage à l'extrémité de son manche isolant. Ce manche est une tige cylindrique d'ébonite (*fig. 2*) de 35 centimètres de long et 5 millimètres de diamètre, telle qu'on la trouve dans le commerce. L'extrémité que l'on tient à la main est habillée de papier d'étain collé, pour éviter l'électrisation par frottement des doigts. Pour supprimer les lentes pénétrations de charge que donne l'ébonite, on

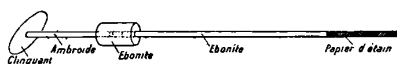


FIG. 2.

prolonge ce manche par une petite tige d'ambroïde de même diamètre, et de 6 à 7 centimètres de long <sup>(1)</sup>. Les tiges sont maintenues dans le prolongement l'une de l'autre par une bague d'ébonite où toutes deux pénètrent à frottement dur. On taille l'extrémité de la petite tige en biseau pour y coller au soufre le disque de clinquant, dans une orientation oblique, plus commode pour la manœuvre du plan <sup>(2)</sup>.

On met au sol tout le système de protection électrostatique. Il est prudent d'habiller de papier d'étain relié au sol, la table d'expériences, si sa surface n'est pas franchement conductrice.

L'aiguille de l'électromètre, ayant été assimilée au pendule de moelle de sureau électrisé <sup>(3)</sup>, permet alors comme lui de caractériser les deux électricités par les seules attractions et répulsions de Coulomb.

Le montage introduit du même coup la notion de conducteur : l'action se transmet du cylindre de Faraday à l'électromètre par le fil de connexion, et cesse complètement dès qu'on le coupe.

(1) On trouve dans le commerce l'ambroïde en plaque, on y découpe la petite tige à la scie, et on achève de la façonner à la lime. On peut la faire plus facilement, et aussi parfaite, en soufre, par moulage dans un tube de papier.

D'ailleurs, si on se borne à donner au plan des charges assez faibles pour ne pas faire sortir le spot de son échelle, les résidus sont très peu sensibles, avec une tige d'ébonite de 3 millimètres de diamètre, collée directement au soufre sur le disque.

(2) Ce petit disque doit avoir été bien nettoyé au sable humide, une légère couche superficielle, mauvaise conductrice, d'oxyde ou de sulfure, l'empêche en effet de se décharger complètement par contact dans un conducteur creux. Le collage au soufre demande, de ce chef, quelques précautions : on enduit d'abord très légèrement de soufre le biseau en le mouillant d'une gouttelette de soufre fondu sur une lamelle. On pose ensuite le petit disque sur une lame de laiton propre qu'on chauffe par-dessous et on applique dessus le biseau soufré : le soufre fond et colle par refroidissement.

(3) On emploie la méthode de la charge de l'aiguille.

On peut alors montrer que l'électrisation des corps par rapport au sol est un phénomène plus difficile à éviter qu'à obtenir. Les petits frôlements subis par des bâtons d'ébonite ou de verre, quand on les prend sans précaution sur une peau de chat où ils reposaient, suffisent à leur donner des charges qui font sortir le spot de son échelle. Il est intéressant de montrer en passant qu'un même bâton de verre manifeste les électrisations des deux signes opposés, suivant qu'on le frotte avec la peau de chat ou avec de la flanelle.

Le corps de l'observateur présente presque toujours par rapport au sol, quand il n'a avec lui qu'un contact imparfait, des différences de potentiel sensibles et entretenues : une déviation importante subsiste tant qu'on garde un doigt en contact avec le cylindre de Faraday ; elle cesse si l'on touche en même temps le cylindre au sol.

La fumée de tabac, soufflée dans le cylindre, montre les charges d'origine chimique.

Le plan d'épreuve, légèrement passé sur la peau de chat, manifeste l'électrisation par frottement des conducteurs, analogue à celle des isolants. L'opérateur lui-même, monté sur un tabouret isolant ou un tapis de caoutchouc, en passant la main sur la peau de chat au sol, s'électrise assez pour produire de grosses déviations par simple influence.

Il suffit alors de monter un cylindre métallique creux sur trois pieds de soufre pour qu'il conserve, après avoir été frotté à la peau de chat, une électrisation dont on peut étudier la distribution. Sur les parois internes, non seulement le plan d'épreuve ne prend aucune charge, mais il perd même celle qu'il avait préalablement. Le cylindre devient ainsi un accessoire indispensable de la manœuvre du plan d'épreuve.

Il faut pouvoir aussi faire disparaître, d'une façon analogue, les charges produites sur le manche isolant par de petits frottements accidentels, pour cela rendre l'air conducteur à l'intérieur d'un cylindre creux : un large tube de laiton formant cheminée pour les gaz chauds ionisés d'une petite veilleuse à gaz décharge en quelques instants un bâton d'ébonite qu'on y introduit.

On est ainsi conduit, en passant, à la notion des ions gazeux, et l'expérience suivante montre très nettement le mécanisme de cette conductibilité, le plan d'épreuve léché par les gaz ionisés, non plus dans un cylindre creux, mais dans un champ intense maintenu entre un conducteur et le sol, prend au contraire une charge. Cette charge

pourra être du même signe que celle du conducteur, ou de signe opposé, suivant que l'ionisation est intense surtout entre le plan et le conducteur ou entre le plan et le sol<sup>(1)</sup>.

Le phénomène de la protection électrostatique par les écrans fermés, auquel conduit la distribution superficielle, apparaît très saisissant sous la forme suivante :

L'électromètre, avec la boîte d'accumulateurs qui charge son aiguille, et le cylindre protecteur avec le tube de connexion, sont isolés du sol par des cales d'ébonite ou de soufre<sup>(2)</sup>.

Après avoir remplacé le couvercle percé du cylindre protecteur par un couvercle plein bien ajusté, on peut faire éclater, avec une machine de Wimshurst, de grosses étincelles entre le système protecteur (cage, tube, cylindre) et le sol, sans que l'électromètre bouge<sup>(3)</sup>. Si, monté sur un tabouret isolant, on soulève le couvercle de protection, le spot s'échappe aussitôt.

Pour faire, avec le plan d'épreuve, des expériences sur la distri-

(1) Les ions ainsi mis en mouvement par un champ se déposent aussi bien à la surface des isolants, où ils se trouvent immobilisés. Cela suffit à expliquer, je crois, certaines anomalies qui m'ont dérouteré assez longtemps par leur irrégularité apparente, en particulier, des résidus de signe contraire à la charge initiale manifestés par le plan après qu'on l'a vidé dans un cylindre creux. Ce phénomène se produit quand le plan a été baigné de gaz ionisés, dans le champ de sa propre charge : les lignes de force pénètrent nombreuses dans la tige isolante, de pouvoir inducteur élevé, et s'épanouissent ensuite latéralement, d'où le dépôt de charges de signe contraire, figées à la surface de la tige.

En faisant des expériences sur les diélectriques à forts résidus de polarisation comme le verre, j'ai eu de même des phénomènes qui étonnent à première vue : La désélectrisation apparente qu'on obtient par les gaz ionisés ne supprime momentanément que le champ extérieur — la dépolarisation continue sous l'action du champ intérieur, tandis que les charges superficielles restent — et quelques instants après, la neutralité a fait place à un phénomène d'influence, de sens opposé à celui qu'on avait voulu supprimer. La dissymétrie entre les ions des deux signes, signalée par MM. Langevin et Eugène Bloch, intervient enfin pour éclairer encore d'autres petites anomalies.

Quand le plan donne systématiquement, et sans ionisation, des résidus de signe contraire, le phénomène est dû à une conductibilité superficielle de l'ébonite (d'où déplacements lents de charges par influence) qui se produit assez vite, surtout par action chimique des gaz de la flamme; on la fait disparaître facilement en passant la tige au papier de verre. Des résidus de même signe sont dus au contraire à un isolement imparfait de l'ambroïde, ou à une conductibilité imparfaite du disque.

(2) Ce montage a d'ailleurs été fait une fois pour toutes, et il suffit de couper pour cette expérience la communication métallique ordinairement établie entre le système protecteur et le sol.

(3) Il faut naturellement compléter la protection par un petit tube coudé en clinquant, entourant la borne du quadrant isolé.

bution et les phénomènes d'influence, à charges constantes, il faut naturellement isoler les conducteurs étudiés à l'ébonite ou au soufre. En les suspendant par de longs fils fins, au lieu de les monter sur de larges pieds, on diminue les influences parasites irrégulières.

Ces expériences peuvent devenir quantitatives si on entretient un potentiel constant avec une batterie d'accumulateurs. Il faut de 800 à 1.000 volts, avec la sensibilité indiquée et les conducteurs classiques de 15 à 50 centimètres d'encombrement (1).

On montrera alors :

Sur l'ellipsoïde de révolution la proportionnalité aux axes des densités électriques à l'équateur et au sommet ;

Sur des sphères qui s'influencent, la distribution des charges ;

Sur une sphère influençante, les densités successivement croissantes à mesure qu'on approche une sphère isolée, et quand on met celle-ci au sol ;

Sur une sphère influencée, les actions qu'exerce le voisinage d'une troisième sphère, isolée ou mise au sol ;

Sur un conducteur bien isolé, assez petit pour entrer dans le cylindre de Faraday, l'égalité algébrique des charges influencées (2).

Le même dispositif permet enfin de montrer la généralité de ce principe de conservation algébrique des charges. Si on frotte le

(1) On pourra remplacer, n'importe où, la batterie à haut voltage par une machine de Holtz conduite par un petit moteur régulier, et débitant sur une résistance en trait de graphite sur ébonite (quelques centimètres pour une dizaine de mégohms). Avec une machine débitant à peine un dixième de milliampère et un petit moteur électrique, j'ai obtenu ainsi, sans prendre de précautions pour l'isolement de la dérivation, une constance que je n'espérais pas : pendant une heure des variations de différence de potentiel inférieures au cinquantième, c'est-à-dire inférieures aux irrégularités qu'introduisent le plan d'épreuve et la façon de le détacher du conducteur, un peu imprécise géométriquement.

Ces résistances sont très faciles à régler : pour les diminuer, on crayonne un peu plus l'ébonite, pour les augmenter, on frotte avec une estompe. Il vaut mieux d'ailleurs mettre d'abord trop de plombagine, et l'enlever ensuite en frottant, pour qu'elle soit bien adhérente.

Ce montage permet, en augmentant la résistance, des mesures avec des potentiels plus élevés et des électromètres moins sensibles (cf. MALCLÈS, *Bull. Soc. Phys.*, p. 285 ; 1907).

(2) Pour cela, il faut opérer vite dans un air aussi peu ionisé que possible. Il faut éviter de perturber ces phénomènes d'influence en laissant la veilleuse dans le voisinage des conducteurs. Même si l'on a soin de l'éloigner beaucoup, la persistance des gros ions des flammes (Langevin, Bloch), jointe aux diverses causes d'ionisation accidentelle, et même simplement à l'ionisation spontanée, rendent difficiles les mesures à charge constante, quand le volume d'air intéressé devient notable, et si l'on ne peut pas opérer rapidement.

bâton d'ébonite contre la peau de chat dans le cylindre, la déviation n'apparaît qu'au moment où on retire le bâton. De même, si on y fait la réaction du zinc sur l'acide sulfurique dans un flacon faiblement bouché, le spot ne se met à dévier que lorsque le bouchon saute et laisse échapper l'hydrogène de la réaction.

Tout cet ensemble complet d'expériences est réalisé avec le seul montage invariable et très simple du cylindre de Faraday: On pourra ensuite, pour préciser les notions de capacité et coefficient d'influence électrostatique, le remplacer par un dispositif à compensation réglable au moyen d'une boîte de résistances, qui permet de comparer les coefficients d'influence, et de montrer en particulier leur réciprocité. (Les deux coefficients à comparer agissent simultanément sur le quadrant isolé : les deux différences de potentiel sont prises aux bornes de deux résistances en série dans le circuit d'une batterie d'accumulateurs. On règle ces résistances pour que l'électromètre reste au zéro. Leur rapport est alors égal à l'inverse du rapport des coefficients d'influence correspondants.)

---

**MESURE DES DÉBITS DES INJECTEURS, ET MESURE DES DENSITÉS DE GAZ,  
AU MOYEN DES ORIFICES-ÉTALONS (1) ;**

Par M. P. LAURIOL.

Si l'on avait à débiter un fluide de densité constante au moyen d'un orifice, d'un ajutage, d'un injecteur, etc., il suffirait de spécifier un débit donné sous une différence de pression donnée, et la vérification serait très simple. Mais, dans nombre de cas, il arrive que le fluide est de densité variable. Tel est par exemple le cas des injecteurs de becs de gaz à incandescence ; la densité du gaz varie avec sa composition chimique, et surtout avec la température et la pression barométrique. Spécifier simplement un certain débit (en volume) sous une certaine différence de pression n'aurait à peu près aucun sens ; il faut spécifier un certain débit, sous une certaine différence de pression, avec un gaz d'une certaine densité (par exemple la densité moyenne dans les conditions usuelles).

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 2 décembre 1910.

Lorsqu'on veut vérifier le débit d'un injecteur, on ne dispose généralement pas de gaz ayant la densité spécifiée. Pour vérifier l'injecteur, il faudrait mesurer la densité du gaz, mesurer le débit, sous la différence de pression spécifiée, et le multiplier par la racine carrée du rapport de la densité actuelle à la densité spécifiée. Le nombre ainsi trouvé devrait être égal, aux tolérances près, au débit fixé d'avance. L'opération, appliquée à des milliers d'injecteurs, occasionnerait une perte de temps inadmissible. Sans même tenir compte des mesures de densité, une mesure de débit par observation d'un compteur à gaz et d'un chronographe exige toujours un certain temps.

Pour éviter tous ces inconvénients, pour mesurer rapidement les débits et faire automatiquement la correction due aux différences de densités, M. Girard, chef du Laboratoire de l'éclairage de la ville de Paris, a imaginé le dispositif suivant.

Soit :

Q, le débit en volume d'un injecteur ou d'un orifice quelconque ;

P, la différence de pression de part et d'autre de l'injecteur ;

D, la densité du gaz débité ;

K, une constante dépendant des formes et dimensions de l'injecteur.

On a :

$$(1) \quad Q = K \sqrt{\frac{P}{D}}$$

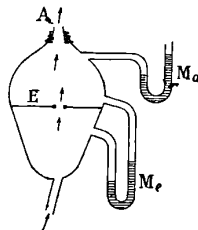


FIG. 5.

Dire qu'un injecteur devra avoir tel débit, sous telle différence de pression, avec du gaz de telle densité, revient simplement à fixer la valeur de K pour cet injecteur. D'autre part, on peut construire un ajutage ou orifice-étalon, fait d'une matière suffisamment inaltérable (par exemple un orifice en mince paroi taillé dans une lame de

platine), pour lequel on mesure une fois pour toutes, et avec tout le soin voulu, la valeur de  $K$ . Cela fait, montons en série sur le même courant gazeux l'orifice-étalon  $E$  et l'ajutage à vérifier  $A$ , en ayant soin que les espaces intermédiaires soient assez larges pour annihiler la vitesse du gaz, sauf au voisinage immédiat de  $A$  et de  $E$ .

Soient :

$Q$ , le débit, le même pour  $A$  et pour  $E$  ;

$K_e$ , la constante connue de  $E$  ;

$K_a$ , la constante inconnue de  $A$  ;

$P_e$ ,  $P_a$ , les différences de pressions sous lesquelles fonctionnent  $E$  et  $A$ , lesquelles se mesurent par les manomètres  $M_e$  et  $M_a$  ;

$D$ , la densité du gaz, qui peut être avec une exactitude suffisante considérée comme égale pour  $A$  et pour  $E$ .

On a :

$$Q = K_a \sqrt{\frac{P_a}{D}}, \quad Q = K_e \sqrt{\frac{P_e}{D}}, \quad \text{d'où} \quad K_a = K_e \sqrt{\frac{P_e}{P_a}}.$$

$Q$  et  $D$  disparaissent dans les calculs ;  $K_e$  est connu ; on n'a plus qu'à lire  $P_e$  et  $P_a$ .

En pratique, on règle le débit avec un robinet à pointeau de façon à donner à  $P_a$  une valeur constante, 60 millimètres d'eau, correspondant au fonctionnement normal des injecteurs. Pour tous les injecteurs de même modèle, devant avoir même valeur de  $K_a$ , on doit trouver une même valeur de  $P_e$  aux tolérances près.

Pour vérifier toute une série d'injecteurs du même modèle, il suffit de les visser successivement en  $A$ , de régler la pression  $P_a$  au moyen du robinet à pointeau et de lire la pression  $P_e$ .

Le même orifice-étalon peut servir pour vérifier des injecteurs de divers calibres, pourvu que ces calibres ne soient pas trop différents.

Sur la figure, nous avons indiqué en  $M_e$  et  $M_a$  de simples manomètres à eau. En fait, la précision de ces appareils n'est pas toujours suffisante. On peut employer le manomètre à deux liquides de Kraetz ou tout autre manomètre sensible.

La formule (1) permet également de trouver  $D$ , connaissant  $K$ ,  $P$  et  $Q$ . On peut ainsi, grâce à l'emploi d'un orifice-étalon, au moyen d'une mesure de débit faite au compteur et au chronographe, déterminer la densité absolue du gaz. L'observation de la pression barométrique et de la température permet ensuite de déterminer, lorsqu'on le désire, la densité par rapport à l'air.



PROCÉDÉ RAPIDE POUR LA PHOTOMÉTRIE DES BECS A INCANDESCENCE  
PAR LE GAZ<sup>(1)</sup>;

Par P. LAURIOL.

Les essais des becs à incandescence par le gaz destinés à l'éclairage public comportent un très grand nombre de mesures; il importe de les faire aussi rapidement que possible.

D'autre part ces becs doivent subir des essais de durée et être photométrés au début, après cent, après deux cents, après trois cents heures, etc., de fonctionnement. Au moment de la mesure, le bec photométré doit être isolé des autres et connecté avec un compteur qui en mesurera le débit. Cette opération doit être faite sans éteindre le bec; sinon il faudrait attendre que le régime régulier soit de nouveau établi, d'où perte de temps.

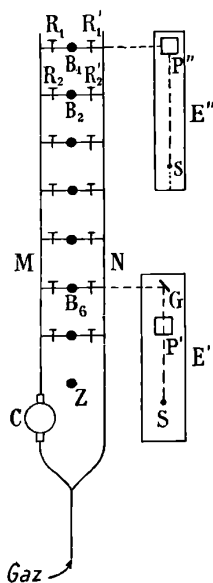


FIG. 1.

La question a été résolue de la façon suivante par M. Girard, chef du Laboratoire municipal de l'éclairage de la ville de Paris et le personnel de ce laboratoire (la figure 1 est une vue en plan).

(1) Communications faites à la Société française de Physique, séances du 2 décembre 1910 et du 7 avril 1911.

M et N sont deux conduites recevant le gaz; l'une d'elles passe par un compteur C. Sur des conduites transversales sont fixés les brûleurs  $B_1, B_2, \text{etc.}$ , en nombre aussi considérable qu'on le désire. Des robinets  $R_1, R'_1, R_2, R'_2, \text{etc.}$ , permettent de relier chaque brûleur, soit à M, soit à N, soit aux deux.

Normalement, pendant l'essai de durée, tous les robinets  $R_1, R_2, \dots$  sont fermés;  $R'_1, R'_2, \dots$  sont ouverts, les brûleurs communiquent seulement avec N. Lorsqu'on veut photométrer  $B_1$ , on ouvre  $R_1$ , puis on ferme  $R'_1$ . Sans avoir été éteint,  $B_1$  se trouve mis en communication avec M et son débit peut être mesuré. Une fois l'opération photométrique terminée, on ouvre  $R'_1$ , puis on ferme  $R_1$ .

On peut également remplacer chaque paire de robinets  $R_1-R'_1, R_2-R'_2, \dots$  par un robinet à trois voies donnant le même résultat au moyen d'une manœuvre unique.

Pour les opérations photométriques, on se sert d'un équipage qui porte le photomètre et peut se déplacer sur une voie de roulement (non représentée sur la figure), parallèle à la rangée des becs  $B_1, B_2$ . Nous indiquons deux modèles différents  $E', E''$  de l'équipage mobile. Lorsque l'équipage est successivement amené au droit des divers becs, ces derniers occupent par rapport au photomètre la même position relative. L'ensemble équivaut donc à un banc photométrique où la source à mesurer serait à distance fixe du photomètre.

Sur l'équipage  $E'$ , représenté dans la position convenable pour photométrer le brûleur  $B_6$ , l'étalon lumineux  $S'$  est à une distance fixe du photomètre  $P'$ . Celui-ci est disposé pour recevoir les rayons des deux sources suivant deux directions exactement opposées. Un miroir G renvoie dans la direction voulue les rayons venant du bec  $B_6$ . Le photomètre  $P'$  doit fonctionner à des distances constantes de l'une à l'autre source; par exemple on peut employer un photomètre Blondel-Broca.

Sur l'équipage  $E''$ , représenté dans la position convenable pour photométrer le bec  $B_1$ , on emploie un photomètre  $P''$ , recevant les rayons des deux sources suivant deux directions rectangulaires, la source  $B_1$  ou  $B_2$  étant à distance fixe; l'étalon  $S''$  étant à distance variable. (Nous décrirons plus loin le principe d'un de ces appareils.)

L'étalon  $S'$ , ou  $S''$ , joue simplement le rôle que joue la tare dans la double pesée; il suffit qu'il soit constant pendant une série de mesures. On emploie une lampe à incandescence électrique dont on

maintient la différence de potentiel rigoureusement constante pendant une série de mesures.

Avant et après chaque série, on photomètre l'étalon Z, placé sur l'alignement de  $B_1, B_2$ , etc., exactement comme on a photométre  $B_1, B_2$ , etc. La comparaison des mesures  $\frac{B_1}{S'}, \frac{B_2}{S'}, \dots$ , avec  $\frac{Z}{S'}$ , donnera  $\frac{B_1}{Z}, \frac{B_2}{Z}, \dots$ , sans qu'il soit besoin de connaître S' (ou S'') et en éliminant les erreurs qui pourraient être dues au miroir G, à la dissymétrie du photomètre, etc.

L'étalon Z est une lampe à incandescence électrique qu'on maintient à une différence de potentiel constante, et toujours la même pour toutes les séries de mesures. Travaillant peu de temps à chaque série de mesures, son intensité lumineuse ne s'altère que très lentement; de temps à autre on la compare à un étalon primaire.

En résumé, les opérations sont les suivantes : amener l'équipage mobile en face de Z et photométrer Z ; amener l'équipage en face de  $B_1$ , connecter  $B_1$  au compteur C par la manœuvre des robinets  $R_1$  et  $R'_1$  ; photométrer  $B_1$  pendant qu'on lit le compteur ; séparer  $B_1$  du compteur par la manœuvre inverse de  $R_1$  et  $R'_1$  ; procéder de même pour  $B_2, B_3, \dots$ , et enfin photométrer à nouveau Z.

On peut ainsi faire un grand nombre de mesures dans un temps relativement court, et avec autant de précision que par les autres méthodes.

Comme photomètre à visées rectangulaires, on emploie un photomètre Lummer et Brodhun modifié (*fig. 2*).

Dans le type primitif, la lumière des sources A et B arrive à l'oculaire O en suivant les chemins ADNPQRO et BDMPQRO.

D est un écran opaque recouvert sur les deux faces de matière blanche et diffusante.

M et N sont deux miroirs.

P est le biprisme avec contact parfait sur une partie seulement des faces hypoténuses.

QR est un prisme à double réflexion totale.

Dans cet appareil, supprimons D, M et N; ajoutons deux écrans translucides M' et N' donnant la diffusion par transmission, et faisons arriver la lumière des deux sources suivant les directions rectangulaires B'P et A'P. Nous obtenons l'appareil cherché.

La perpendicularité des directions  $B'P$ ,  $A'P$ , substituée à l'opposition des directions  $BD$ ,  $AD$ , peut être, suivant les cas, un avantage ou un inconvénient. Dans le cas qui nous occupe, elle était un avantage.

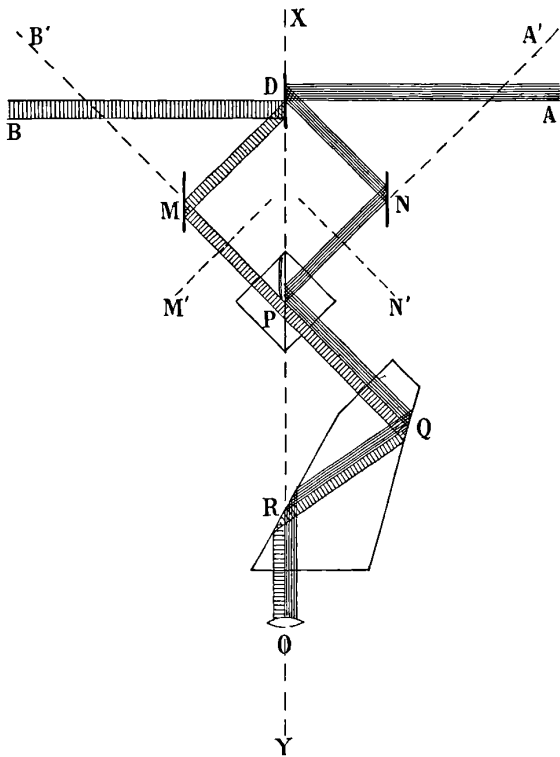


FIG. 2.

Dans tous les cas, comparé au type primitif, le type modifié permet d'augmenter beaucoup l'éclaircissement des plages. Si cet éclaircissement devenait excessif, on le réduirait en mettant en  $M'$  et  $N'$  des écrans moins transparents.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CLII, n<sup>o</sup> 17, 18, 19 et 20 ; avril-mai 1911.

HENRI VILLAT. — Sur la détermination de certains mouvements discontinus des fluides. — P. 1081.

Théorie mathématique.

L. HARTMANN. — Sur le mécanisme de la déformation permanente dans les métaux soumis à l'extension. — P. 1084.

On sait <sup>(1)</sup> que, dès que la limite élastique est dépassée, le mouvement moléculaire s'opère suivant des orientations faisant un angle fixe avec l'axe des barrettes métalliques sur lesquelles on opère. Pour distinguer ces orientations, on peut repolir l'une des faces. Ce polissage, limité à une face, a pour conséquence un cintrage transversal du métal, la face non polie prenant une concavité accentuée ; par suite le mouvement moléculaire doit décroître depuis la surface jusqu'à l'axe.

On peut encore déterminer les orientations en faisant naître des strictions au moyen de trous ou d'encoches, ou bien en exerçant en certains points des pressions normales à l'axe au moyen de serre-joints.

G.-A. HEMSALECH. — Sur quelques phénomènes spectraux qui accompagnent le soufflage de l'étincelle par un champ magnétique. — P. 1087.

L'auteur a signalé <sup>(2)</sup> déjà l'existence de trois phénomènes spectraux observés quand une étincelle électrique éclate dans un champ magnétique. L'étude plus détaillée de l'effet transversal lui a montré que le soufflage de l'étincelle par un champ magnétique entraîne des modifications notables dans le spectre de la vapeur métallique : par exemple le spectre du calcium ainsi obtenu dans l'hydrogène se rapproche de celui que l'on observe dans les couches supérieures de la chromosphère.

<sup>(1)</sup> C. R., t. CLII, p. 1005. Voir ce vol., p. 394.

<sup>(2)</sup> C. R., t. CLI, p. 938.

GUTTON. — Expériences sur la vitesse de la lumière dans les milieux réfringents. — P. 1089.

Même appareil que celui utilisé pour comparer les vitesses de propagation dans l'air de la lumière et des ondes hertziennes <sup>(1)</sup>; on ajoute en plus, entre les deux condensateurs, un tube du liquide à étudier.

Pour l'eau et l'air,  $\frac{V_{\text{air}}}{W_{\text{eau}}}$  est égal à 1,32 pour le jaune, 1,36 pour le bleu, valeurs très voisines des indices. Pour les liquides doués d'une grande dispersion, le rapport  $\frac{V_{\text{air}}}{W_{\text{liquide}}}$  est supérieur à l'indice, ce qui est conforme à la théorie de M. Gouy <sup>(2)</sup>.

GUILLEMINOT. — Intensité et qualité des rayons X diffusés par les lames d'aluminium d'épaisseur variée (rayons secondaires). — P. 1092.

Les rayons secondaires RS non déviables de l'aluminium sont constitués par les rayons X primaires diffusés et non par une radiation nouvelle, et la formule de transmission du faisceau primaire leur est applicable.

GEORGES BAUME et GEORGES PAMFIL. — Courbes de fusibilité des mélanges gazeux, combinaisons de HCl et de SO<sup>2</sup> avec CH<sup>3</sup>OH. — P. 1095.

La plupart des mélanges CH<sup>3</sup>OH.HCl sont incristallisables (vitrification). Toutefois l'étude des mélanges de 0 à 10 0/0, 35 à 55 0/0, 90 à 100 0/0 de CH<sup>3</sup>OH a pu être faite, et permet de caractériser un maximum correspondant à la combinaison HCl — CH<sup>3</sup>OH. L'étude des mélanges CH<sup>3</sup>OH.SO<sup>2</sup> de 0 à 10 0/0, 37 à 42 0/0, 55 à 100 0/0 de CH<sup>3</sup>OH a pu aussi être faite et permet de caractériser les deux combinaisons CH<sup>3</sup>OH — SO<sup>2</sup> et 2CH<sup>3</sup>OH — SO<sup>2</sup>. Enfin les auteurs ont fait l'étude du système SO<sup>2</sup> — HCl; le diagramme est normal avec un seul eutectique et sans maximum.

(1) *C. R.*, t. CLII, p. 685, et *J. de Phys.*, ce vol., p. 308.

(2) *Ann. de phys. et chim.*, 1889.

LÉON PIGEON. — Sur un stéréoscope à coulisses. — P. 1111.

Dessin, description et usages.

Ce stéréoscope est une boîte fermée, à quatre faces verticales ; deux panneaux plans verticaux portant des mires A et B forment un angle dièdre de  $106^\circ$ , et comprennent entre eux un panneau bissecteur de ce dièdre, portant un miroir plan. La première mire A peut être déplacée latéralement vers la droite ou la gauche, et la deuxième B peut être déplacée en hauteur. Les deux yeux sont placés sur une même ligne horizontale parallèle au plan de la mire A, et l'œil droit voit A, tandis que l'œil gauche visera l'image de  $\beta$  dans le miroir.

P. VILLARD et H. ABRAHAM (1). — Sur un voltmètre électrostatique à lecture directe pour très hautes tensions. — P. 1134

CLAUDE, FERRIÉ et DRIENCOURT. — Comparaisons radiotélégraphiques de chronomètres par la méthode des coïncidences entre Paris et Bizerte. — P. 1152.

La comparaison fournit à moins de  $\frac{1}{100}$  de seconde la différence des heures des deux chronomètres.

C. RAVEAU. — Franges d'interférences d'une source linéaire. — P. 1155.

Un rayon dirigé suivant une droite AA' située dans la partie centrale d'un faisceau éclairant, et qui tombe sur un appareil interférentiel, est dédoublé en deux rayons CC' et DD'. Soit une source lumineuse linéaire AS, normale à AA', se déplaçant le long de AA' et tournant autour de son milieu A. On sait, d'après Fabry, qu'il y a surtout rayon émergeant deux points de visibilité parfaite ; l'auteur montre que la direction des franges, en l'un des points de visibilité sur CC', est normale à la perpendiculaire abaissée de l'autre point sur DD'. De plus, en dehors du point de visibilité parfaite, il n'y a en général, dans le plan d'observation, qu'une ligne de visibilité optimale, approximativement normale, pour chacun des deux points de visi-

<sup>1)</sup> Voir Résumé des communications des Séances de la Société de Physique, 5 mai 1911.

lité relatifs à une même source, à la direction de la frange qui passe par l'autre point.

ESTANAWE. — Photographie à couleurs changeantes. — P. 1158.

L'auteur a déjà signalé <sup>(1)</sup> l'obtention, à l'aide de réseaux lignés horizontalement, de photographies qui changent de sujet suivant le point de vision de l'observateur. A l'aide de réseaux à lignes horizontales colorées, on peut obtenir une photographie représentant le même sujet, mais avec des couleurs qui changent suivant l'angle d'observation.

AUBERT. — Thermo-diffusion. — P. 1159.

Les membranes sont de deux sortes : inactives (terre poreuse, collodion perméable) et actives, l'activité dépendant des substances solubles que contient la membrane.

Pour ces dernières, le courant liquide peut être de même sens que la chute de température (parchemin végétal, viscosse) ou de sens inverse (vessie, baudruche, pomme de terre, carotte). Les liquides utilisés ont été l'eau et les alcools méthylique, éthylique, amylique et isobutylique. Le débit général est une fonction sinusoïdale amortie du temps.

WALTER KÖNIG. — Sur l'écartement des particules ultramicroscopiques produit par des chocs sonores très rapides. — P. 1160.

Les résultats des expériences de V. Henri et Lifschitz <sup>(2)</sup> sont les vérifications des théories du jeu des forces aérodynamiques exposées par l'auteur dans les *Annales de Wiedemann*, t. LII, 1891.

POMEY. — Propagation sur une ligne télégraphique du courant dû à une force électromotrice constante. — P. 1163.

### Théorie mathématique.

<sup>(1)</sup> *C. R.*, t. CL, p. 93.

<sup>(2)</sup> *C. R.*, 20 mars et 3 avril 1911.



JEAN PERRIN. — Les déterminations des grandeurs moléculaires. — P. 4165.

Historique et critique des méthodes. La charge de l'électron doit être :

$$4,2 \cdot 10^{-10}.$$

JULES ROUX. — La charge de l'électron. — P. 4168.

Reprise des expériences de Millikan (1908) avec des gouttes microscopiques de soufre obtenues par pulvérisation de soufre liquide. On observe la chute sous l'action de la pesanteur et d'un champ électrique.

Les déterminations conduisent pour la charge de l'électron à  $4,17 \cdot 10^{-10}$ .

A. BLANC. — Sur l'ionisation produite par le phosphore. — P. 4170.

Étude de l'ionisation produite par une mince couche de vaseline phosphorée (P dissous dans  $CS_2$  et mélangé à de la vaseline fondue). L'oxydation, très intense au début et accompagnée de fumées abondantes, se ralentit au bout d'une quinzaine d'heures et donne lieu alors à des phénomènes très réguliers. L'oxydation est accompagnée de formation des ions des deux signes; elle devient plus active dans le champ électrique, l'augmentation de l'intensité étant plus rapide que ne le voudrait la loi d'Ohm. Avec une couche vieillissant, on obtient une courbe de saturation, pour des champs de 50 volts par centimètre.

GEORGES MOREAU. — Sur l'ionisation des vapeurs salines par un rayonnement corpusculaire. — P. 4171.

On sait que la conductibilité d'une flamme chargée d'un sel alcalin, mesurée entre deux électrodes de Pt, croît sensiblement comme la racine carrée de la concentration de la vapeur saline. Elle varie peu avec le radical acide du sel, augmente avec le poids atomique du métal, et est fortement accrue quand la cathode est recouverte d'un oxyde alcalino-terreux, capable de fournir un flux de corpuscules.

L'auteur place dans une flamme de Bunsen A où on pulvérisera les solutions, une anode de platine, et dans une autre flamme B, en contact avec A, une cathode parallèle de Pt recouverte de chaux. On établit un champ, de A vers B, assez élevé pour ioniser les flammes. On constate alors que le courant d'ionisation, proportionnel à la racine carrée de la concentration pour les concentrations faibles, tend vers une limite quand la concentration s'élève, limite qui varie peu avec la nature du sel.

Théorie du phénomène.

F. LEPRINCE-RINGUET. — Etude de l'état d'isolement d'un réseau alternatif au moyen de voltmètres intercalés entre un pôle et la Terre. — P. 1173.

Théorie conduisant à des méthodes : 1° pour mesurer la sécurité d'une installation dont le neutre n'est pas à la Terre ; 2° pour déterminer la self des appareils de mesure à l'aide d'un circuit de résistance connue ; 3° pour déterminer la capacité sans courant alternatif d'un circuit à haute résistance.

JACQUES DUCLAUX. — Application de la théorie cinétique à l'étude des phénomènes de catalyse. — P. 1176.

Théorie montrant qu'un corps poreux est un système où règnent simultanément toutes les températures et toutes les pressions, à cause des dimensions extrêmement faibles de leurs pores. Par suite, dans les cas de catalyse ( $H^2 + O +$  mousse de platine), la combinaison se produira dans toutes les cavités où la température sera assez élevée et amorcée; elle se continuera.

CARL STORMER. — Résultats des mesures photogrammétriques de l'altitude de l'aurore boréale à Boskrop aux mois de février et de mars 1910. — P. 1194.

Tableau. — Limite minima de 40 kilomètres.

L. HARTMANN. — Sur le mécanisme de la déformation permanente dans les métaux soumis à l'extension. — P. 1223.

Tableau montrant que, dans les barrettes soumises à l'extension parallèlement au sens du laminage, les orientations conjuguées sui-

vant lesquelles a lieu le mouvement moléculaire font avec la direction de l'effort un angle qui, minimum pour le métal recuit, augmente avec l'intensité de l'écroutissage. Pour le métal écroui, on a des strictions obliques, discontinues, indépendantes, d'autant moins nombreuses et plus accentuées que le métal est plus écroui. Pour le métal recuit, ou bien le mouvement moléculaire ne s'observe que dans la région où se forme la striction, ou bien il y a des rubans obliques, ou bien il y a des strictions distinctes.

LOUIS ROY. — De la viscosité dans le mouvement des fils flexibles. — P. 1232.

### Théorie mathématique.

H. VERGNE. — Sur un développement en série et son application au problème des ondes liquides par émerision. — P. 1231.

### Théorie mathématique.

J. OLIVE. — Expériences faites au moyen de l'installation de mesures aérodynamiques de l'établissement d'aviation de Vincennes. — P. 1237.

L'appareil à essayer est suspendu à un chariot qui roule le long d'un câble aérien et est muni des enregistreurs de vitesse et de réactions de l'air. Pour la cellule Wright seule, sans moteur ni hélices, le rapport des composantes de la résistance de l'air est voisin de  $\frac{1}{8}$  et la résultante perce le plan inférieur à  $0^m,8$  de son bord antérieur. L'appareil aurait donc tendance à se cabrer dans un vol réel, et par suite il faudrait changer l'inclinaison des équilibres.

L. HOULLEVIGUE. — Sur un rayonnement émis à l'intérieur des lampes à incandescence. — P. 1241.

Les lampes à filament de C survoltées présentent parfois une lueur bleuâtre remplissant l'ampoule, lueur qui dure rarement plus d'une minute, s'éteint d'autant plus vite qu'on a survolté davantage, et montre au spectroscopie les principales raies du Hg.

La lueur s'explique en l'attribuant à des électrons projetés par le filament, qui agissent sur la vapeur de Hg restée dans l'ampoule et

l'ionisent en produisant le spectre de raies. Un champ magnétique raccourcit la longueur du pinceau, quelle que soit la direction du champ. Un champ électrique créé entre le filament et une électrode auxiliaire peut faire changer la lueur en une houppe très brillante en un point de l'électrode, houppe qui donne un spectre complet du Hg et qui se développe avec le champ. Ce régime peut se maintenir sans survolter la lampe.

A. LEDUC. — Sur le travail d'aimantation. — P. 1243.

Théorie thermodynamique montrant que le travail d'aimantation doit avoir comme expression différentielle :

$$d\tau a = H \cdot dM.$$

$\epsilon a$ , travail d'aimantation ; H, champ ; M, moment magnétique.


G. CHARPY et S. BONNEROT. — Sur les gaz contenus dans les aciers. — P. 1247.


Technique expérimentale. Un gramme de métal chauffé à 950° dans le vide peut dégager 1 centimètre cube de gaz, contenant entre 26 et 32 0/0 de CO.

H. DESLANDRES et V. BURSON. — Lois relatives aux mouvements des protubérances solaires. — P. 1281

Le déplacement de la raie  $K_3$  protubérantielle a le même signe que le déplacement, dû à la rotation de la même raie au bord intérieur solaire, mais a une valeur plus grande ; tout semble donc se passer comme si, au moins dans les premières couches au-dessus de la chromosphère, la vitesse de rotation était croissante avec l'altitude.

M. le capitaine DUCHÊNE. — Sur la bonne tenue de l'aéroplane en air agité. — P. 1295.

On sait que l'aéroplane actuel est stable en air calme, longitudinalement par l'emploi d'un empennage faisant avec la voiture un léger , transversalement par l'emploi d'une voiture légèrement

pliée en  ou d'une quille élevée au-dessus du centre de gravité. Mais ces dispositions peuvent devenir nuisibles en air agité. L'auteur montre qu'il est peut-être possible qu'un aéroplane, à empennage pris par-dessus et présentant une voiture légèrement pliée en accent circonflexe puisse, moyennant certaines dispositions de construction, rester stable en air calme et se bien comporter en air agité.

DE BROGLIE. — Sur un cas particulier de distribution de l'ionisation dans un gaz. Couche superficielle très mince contenant des ions des deux signes. — P. 1298.

La couche superficielle se produit, uniquement négative par le phénomène de Hertz, avec ions des deux signes dans le cas d'ionisation par le sulfate de quinine. Ce genre de répartition des ions peut expliquer la difficulté de saturation observée dans ce cas.

L. DÉCOMBE (1). — Sur une interprétation physique de la chaleur non compensée. — P. 1300.

Faisons l'hypothèse que « toute déformation atomique accomplie avec une vitesse finie est accompagnée d'un dégagement de chaleur proportionnel au carré de la vitesse de déformation » et appelons cette chaleur « chaleur de Siemens ». Nous sommes alors conduits à admettre que la perte d'un électron est toujours immédiatement suivie (et en général précédée) d'un dégagement de chaleur de Siemens. La production de cette chaleur apparaît ainsi comme un fait très général, et il semble qu'on puisse, en toutes circonstances, l'identifier avec la chaleur non compensée de la thermodynamique.

H. PÉLABON. — Sur la résistivité des séléniures d'antimoine. — P. 1302.

Les mixtes très riches en sélénium, se rapprochant de  $Sb^2Se^3$ , et ce composé lui-même présentent une résistance spécifique très grande qui décroît rapidement quand la température augmente. Pour les mixtes de teneur inférieure à 1 atome de Se pour un atome de Sb, la résistance spécifique croît avec la température.

L'influence de la trempe et du recuit est trop grande pour qu'on

---

1) C. R., 6 février 1911 ; — Voir *J. de Phys.*, ce volume, p. 359.

puisse se servir de la mesure des résistances pour mettre en évidence des composés définis.

A. ROSENSTIEHL. — Données historiques relatives à la force osmotique.  
Rectification de noms d'auteurs. — P. 1305.

MARC LANDAU. — Action des rayons ultra-violetes sur l'acide lactique. — P. 1308.

Dégagement de  $\text{CO}^2$ ,  $\text{CO}$ ; formation d'alcool éthylique, de traces d'acide pyruvique et autres corps non encore définis.

G. BOIZARD.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXI, avril-mai 1914.

T.-S. TAYLOR. — Sur l'ionisation de différents gaz par les particules  $\alpha$  du polonium et sur l'énergie nécessaire pour produire un ion (Mars). — P. 371-579.

L'auteur a établi précédemment (*Phil. Mag.*, octobre 1909) que les équivalents d'air des lames métalliques (c'est-à-dire le taux de la diminution du nombre des particules  $\alpha$  après leur passage à travers la lame) diminuent quand la vitesse de ces particules diminue. Pour des lames de différents métaux équivalents, le taux de variation est approximativement proportionnel à la racine carrée des poids atomiques. Il y a exception pour l'hydrogène. L'auteur a cherché s'il en était de même pour les autres gaz. Il a trouvé les résultats suivants : La courbe d'ionisation relative aux divers gaz et vapeurs, la source de rayons étant le polonium, est de la forme :

$$I = \frac{c}{(r - x)^{\frac{1}{2}}},$$

I étant l'ionisation;  $c$ , une constante pour chaque gaz, dépendant de l'ionisation totale et par suite de l'énergie nécessaire pour produire un ion dans le gaz considéré;  $r$ , le taux moyen des particules  $\alpha$  dans le cône des rayons considérés;  $x$ , la distance des particules à la source.

L'accord entre la théorie et l'expérience montre que, comme

l'avaient supposé Geiger et l'auteur, l'ionisation produite est proportionnelle à l'énergie.

L'énergie consommée pour la production d'un ion dépend de la nature de la molécule ionisée. Elle est d'autant plus faible que cette molécule est plus compliquée, ce qui est dû probablement à ce que les électrons y sont dans une disposition moins stable que dans les molécules simples.

GWILYM OWEN et H. PEALING. — Sur les centres de condensation produits par l'action de la lumière sur la vapeur d'iode (Avril). — P. 465-479.

D'après des expériences de G. Owen et Hughes (<sup>1</sup>), le gaz produit par évaporation d'une masse solidifiée d'acide carbonique contient un grand nombre de centres pouvant agir comme centres de condensation pour la vapeur d'eau sursaturée. Ce fait semble indiquer que la sublimation de CO<sup>2</sup> solide consiste non seulement en la libération de molécules gazeuses, mais aussi en l'émission d'un grand nombre d'agrégats moléculaires de dimensions notables. Les auteurs ont cherché si le cas était général et si le même phénomène se reproduisait dans les autres sublimations (camphre, naphthaline, acide benzoïque, iode...). C'est au cours de ces expériences qu'ils ont observé les phénomènes qui font l'objet du présent mémoire.

Contrairement à ce qui se passe pour CO<sup>2</sup>, les matières présentant le phénomène de la sublimation qui furent étudiées ne donnent pas naissance à des particules de dimensions suffisantes pour fonctionner comme centre de condensation pour la vapeur d'eau; mais, quand on éclaire de l'oxygène contenant de la vapeur d'iode, il se forme des centres qui jouissent des propriétés suivantes. Ils sont très instables et disparaissent dans l'obscurité au bout de quelques secondes. Ils ne portent pas de charges électriques. On ne les obtient qu'en présence d'oxygène et de vapeur d'eau. Sous l'influence de la lumière, ils augmentent de dimensions, mais sans jamais dépasser la grosseur correspondant à une chute de pression de 18<sup>mm</sup>,3 nécessaire pour les mettre en évidence. La lumière employée pour leur production n'a besoin d'être ni très intense ni très réfrangible.

Les centres ne se produisent plus quand l'iode a séjourné quelques

---

<sup>1</sup>) *Phil. Mag.*, octobre 1907-juin 1908.

jours dans l'appareil. L'inactivité est alors due sans doute à un état d'équilibre chimique que l'on peut détruire en rinçant les parois de l'appareil à l'eau pure.

Le coton de verre possède la propriété d'augmenter le nombre des centres de condensation formés, son activité diminue d'ailleurs au fur et à mesure qu'il se sature d'iode. Ce rôle du coton de verre est encore mal connu ; on peut en particulier admettre soit qu'il se comporte comme un catalyseur, soit qu'il renferme une impureté non soupçonnée, qui, par réaction sur l'iode, provoque la formation des centres. C'est vers cette dernière interprétation que penchent les auteurs.

C. BARUS. — Interférométrie par les réseaux (Avril). — P. 411-434.

L'auteur étudie très en détail les multiples systèmes de franges que l'on obtient quand on remplace dans l'expérience de Michelson le miroir incliné par un réseau sur verre.

SCHARPE et LOTH. — Le problème de la distribution des âges (Avril).  
P. 435.

La distribution des âges dans une population donnée est plus ou moins variable ; mais ses fluctuations ne sont cependant pas illimitées ; certaines distributions d'âges ne se produiront pratiquement jamais ; même si la répartition est perturbée momentanément, elle reviendra, au bout d'un certain temps, à une configuration voisine d'une distribution fixe que les auteurs ont déterminée précédemment. Dans le présent mémoire, ils montrent que cette distribution *fixe* est aussi la distribution *stable*, c'est-à-dire la distribution vers laquelle une population isolée retourne spontanément lorsqu'elle s'en sera écartée légèrement.

R.-D. KLEEMAN. — La chaleur des mélanges des substances et la distribution relative des molécules dans le mélange (Avril). — P. 535-553.

L'auteur suppose que, lorsque deux quantités de matières de nature différente sont mélangées et qu'il n'y a pas formation de nouvelles molécules, la chaleur de mélange est mesurée par la variation de l'énergie potentielle de la matière due aux attractions « chimiques »



entre les molécules. Cette hypothèse est analogue à celle qu'il avait faite dans l'étude de la chaleur interne d'évaporation d'un liquide pur (*Phil. Mag.*, mai 1910). L'auteur déduit de cette hypothèse et de la loi d'attraction  $\Phi_2$  entre les molécules établie dans un mémoire précédent<sup>(1)</sup> diverses formules relatives au mélange de deux ou plusieurs substances. Dans plusieurs cas, des résultats intéressants peuvent être déduits des formules établies, bien qu'il y entre toujours la fonction  $\Phi_2$  arbitraire.

Kleeman suppose que la distribution relative dans l'espace des molécules d'une solution est obtenue quand :

1° Les forces exercées par l'ensemble des molécules sur l'une d'elles se font équilibre;

2° La distribution est telle que la densité de la matière soit constante et l'énergie potentielle due aux attractions moléculaires un minimum ;

3° Dans le cas des mélanges, les conditions de symétrie sont remplies.

L'auteur calcule ensuite la chaleur de deux ou plusieurs liquides, le volume occupé par une molécule dans un mélange, et essaie d'étendre ses hypothèses et ses calculs au cas où de nouvelles molécules se forment par suite du mélange.

C.-V. RAMAN. — La mesure photométrique du facteur d'obliquité dans la diffraction. — P. 618-626.

L'auteur a établi précédemment que les images de diffraction obtenues sous une incidence oblique présentent un intérêt primordial pour l'étude du principe de Huygens et la théorie des ondes secondaires. Le mémoire actuel est relatif aux mesures photométriques entreprises par l'auteur pour vérifier sa théorie ; en se servant d'une ouverture rectangulaire, il est arrivé à observer et mesurer la variation de l'amplitude de vibration d'une onde secondaire de Huygens.

Les faits principaux observés par l'auteur sont les suivants : l'image de diffraction n'est pas symétrique : la largeur des bandes augmente d'une façon continue d'un côté de l'image à l'autre ; le nombre d'images d'un côté de l'image centrale est limité ; les bandes les plus

---

(1) Voir *Journal de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. IX, p. 141 ; 1910.

larges d'un côté de l'image sont considérablement moins intenses que les bandes correspondantes de l'autre côté, tandis que la théorie ordinaire conduit à la conclusion qu'elles sont de même intensité; les différences observées sont d'autant plus grandes que l'on est plus près de l'incidence rasante. La seule explication était que ces phénomènes sont dus à l'obliquité variable aux différents points de l'image de diffraction.

Les mesures et les expériences de l'auteur ont confirmé cette hypothèse et ont montré que le facteur d'obliquité obéit à la loi du cosinus que l'on peut énoncer : Dans les ondes hémisphériques émises par chaque élément d'une surface réfléchissante ou d'une ouverture transparente rencontrée par des ondes sous un angle quelconque, l'amplitude des secteurs lumineux est, en chaque point du plan d'incidence, proportionnelle au cosinus de l'angle formé par la normale à l'élément avec la droite joignant cet élément au point considéré.

E. RUTHERFORD. — La dispersion des particules  $\alpha$  et  $\beta$  par la matière et la structure de l'atome. — P. 669-688.

On sait que les particules  $\alpha$  et  $\beta$  sont déviées de leur trajectoire rectiligne par leur choc contre les atomes matériels. La déviation est plus marquée pour les rayons  $\beta$  que pour les rayons  $\alpha$ . Ces particules, par suite de leur grande vitesse, traversent très probablement les atomes qu'elles rencontrent, et les déviations observées sont dues à l'action du champ électrique existant à l'intérieur du système atomique. On admet généralement que la dispersion éprouvée par les rayons passant à travers une lame mince matérielle est due aux déviations successives causées par les atomes.

Cependant Geiger a montré que pour les rayons  $\alpha$  une certaine fraction du nombre total des particules subissent une déviation de plus d'un angle droit pour un choc unique. Par exemple  $\frac{1}{20.000}$  du nombre des particules  $\alpha$  est dévié de plus de  $90^\circ$ , par le passage à travers une feuille d'or de  $0^{\text{mm}},0004$  d'après Geiger, et l'angle de déviation le plus probable est  $0^\circ,87$ . Pourtant l'application du calcul des probabilités montre que la probabilité pour qu'une particule soit déviée de  $90^\circ$  est infiniment petite, par suite la distribution des particules  $\alpha$  pour une grande déviation ne suivra pas la loi de probabilité,

établie en considérant cette déviation comme la somme d'un grand nombre de petites déviations. J.-J. Thomson a établi récemment une théorie de la dispersion des particules électrisées par leur passage à travers une faible épaisseur de matière en supposant l'atome constitué d'un nombre  $N$  de corpuscules négatifs entourés par un nombre égal de charges positives réparties uniformément sur une sphère. Il y montre que le nombre  $N$  pouvait être déduit de l'observation de la déviation des particules  $\alpha$  et  $\beta$ , et Crowther, vérifiant cette théorie, trouva que  $N$  est égal à environ trois fois le poids atomique en supposant que l'électricité positive est distribuée de manière continue.

La théorie de J.-J. Thomson est basée sur l'hypothèse d'une faible dispersion par une rencontre unique, et la structure particulière admise pour l'atome ne permet pas une déviation notable d'une particule  $\alpha$  qui le traverse, à moins de supposer que le diamètre de la sphère d'électricité positive ne soit petit vis-à-vis de la sphère d'action de l'atome.

L'auteur étudie d'abord théoriquement la rencontre d'un atome de structure simple, et pouvant produire de grandes déviations, avec une particule  $\alpha$ , et compare ensuite ses conclusions avec les résultats expérimentaux.

L'angle de déviation  $\Phi$  est donné par :

$$\cos \frac{\Phi}{2} = \frac{2p}{b},$$

$b$  étant la distance du centre à laquelle s'arrête une masse  $m$  possédant une charge  $E$ , lancée avec une vitesse  $u$ , vers le centre d'un atome constitué par une charge  $\pm Ne$  au centre ( $e =$  unité fondamentale de charge :  $4,63 \cdot 10^{-10} E-S.$ ) entourée par une sphère de rayon  $R$ .

$b$  est donné par l'équation :

$$\frac{1}{2} mu^2 = NeR \left( \frac{1}{b} - \frac{3}{2R} + \frac{b^2}{2R^3} \right),$$

$p$  étant la distance du centre de l'atome à la droite suivant laquelle se dirige la masse électrisée en mouvement. Il établit ensuite que le nombre de particules  $\alpha$  (scintillation) par centimètre carré d'un écran au sulfure de zinc, à une distance  $r$  du point d'incidence des rayons, est proportionnel à  $\frac{1}{\Phi^2}$ , si  $\Phi$  est petit, à  $Ne$ , à l'épaisseur de

la plaque; enfin ce nombre est inversement proportionnel à  $(mu^2)^2$ .

Rutherford calcule la variation de vitesse consécutive d'un choc unique et trouve que le rapport  $\rho$  des deux vitesses, avant et après le choc, est donné par :

$$\rho = \frac{\cos \Phi}{K + 1} + \frac{1}{K + 1} \sqrt{K^2 - \sin^2 \Phi}$$

avec  $K = \frac{M}{m}$ ,  $M$  étant la masse de l'atome et  $m$  celle de la particule.

Il compare les résultats déduits de sa théorie avec les résultats expérimentaux de Geiger et Marsden et montre comment on pourra en tirer des renseignements sur la distribution de la charge centrale, lorsque les expériences en cours seront terminées.

W.-M. THORNTON. — Sur la foudre globulaire. — P. 630-634.

Ce qui caractérise la foudre globulaire est l'isolement complet d'une sphère gazeuse sans enveloppe et renfermant cependant une énergie d'origine électrique libérée avec explosion au bout d'un certain temps.

On peut, d'après les observations faites, considérer comme établis les faits suivants.

La foudre globulaire affecte la forme d'une sphère bleue descendant lentement du nuage vers le cône ou se mouvant lentement à quelques mètres du sol, dans une direction horizontale. On l'observe plus souvent en mer que sur terre. Elle semble se déplacer soit sous l'action d'une force de pesanteur appliquée à un corps légèrement plus dense que l'air, soit sous l'action d'un faible champ électrique. Après sa disparition toujours accompagnée d'une onde explosive, on sent une odeur caractéristique d'ozone. L'énergie considérable qui est alors libérée ne semble pas se trouver sous forme de charges électriques superficielles, étant donnée la façon dont se comporte la foudre globulaire vis-à-vis des corps conducteurs.

Les faits suivants militent en faveur de l'hypothèse proposée par l'auteur, qui suppose la foudre globulaire due à une masse d'ozone en état d'équilibre chimique instable produite dans un nuage électrisé négativement et projetée vers la terre par une onde électrique après une décharge lumineuse intense. On observe toujours la présence de l'ozone après sa disparition; l'ozone est le seul gaz plus dense que

l'air qui se forme par action de la décharge électrique dans l'air (la décharge isolée ne produisant pas d'oxydes d'azote) ; la boule lumineuse semble être repoussée par la terre : l'ozone et la surface du sol sont généralement chargés négativement ; l'énergie libérée par la transformation brusque d'ozone en oxygène est suffisante pour rendre compte des phénomènes observés ; la coloration est la même que celle qu'on observe dans la formation d'ozone par les machines statiques.

C.-G. BARKLA. — Sur l'énergie des rayons X dispersés. — P. 648-652.

L'auteur discute les résultats d'une étude de Crowther en désaccord avec les siens relativement à l'énergie des radiations dispersées par une lame d'aluminium.

H. VIGNERON.

A.-M. TYNDALL. — Sur la décharge d'une pointe électrisée. — P. 585-603.

Ce travail est la suite des recherches de MM. Chattock et Tyndall<sup>(1)</sup> sur le vent électrique et sur le champ au voisinage d'une pointe.

Les expériences ont été faites dans l'oxygène et dans l'hydrogène. L'auteur attribue une part importante dans le phénomène ou à des centres neutres émis pendant l'ionisation positive, ce qui est une modification de la théorie de Chattock. Les mobilités apparentes des ions dans l'air mesurées par la méthode de la réaction du vent électrique croissent avec le courant entre la pointe et la plaque. Cet effet est dû à une décharge de sens inverse provenant de la plaque qui enlève toute précision à la méthode, dès que le courant est un peu intense. Les ions négatifs dans l'hydrogène sont de nature corpusculaire et les ions positifs des molécules chargées.

C.-V. RAMAN. — Photographies de courbes vibratoires. — P. 615-618.

L'auteur a remarqué que le chevalet d'un violon tend à vibrer avec une fréquence double de celle de la corde. Pour mettre ce phénomène en évidence, il a employé un sonomètre dont la table d'harmonie est

---

(1) *Phil. Mag.*, 6<sup>e</sup> série, XIX, p. 449; XX, p. 277; 1910.

normale au fil au lieu de lui être parallèle comme à l'ordinaire, ce qui équivaut à un énorme chevalet.

Au voisinage de la table, la corde est animée d'une vibration, l'une transversale ayant la fréquence du son propre de la corde, l'autre normale à la table, c'est-à-dire parallèle au fil d'une fréquence double. La courbe de Lissajous sera ainsi une parabole, ce qui a été vérifié par l'expérience. Pour photographier les courbes vibratoires de la corde et de la table, M. Raman emploie un levier optique. Un de ses pieds repose sur le bord de la table, les deux autres restant fixés au ras de celle-ci. Une des sources lumineuses est une fente horizontale, l'autre une fente verticale placée derrière la corde.

Dans le plan focal de la chambre photographique se trouve un diaphragme à fente verticale. La plaque était mise en mouvement dans un plan horizontal. Les résultats concordent avec l'idée de l'auteur.

CH.-A. SADLER et A.-I. STEVEN. — Amollissement apparent des rayons de Röntgen par leur passage à travers la matière. — P. 659-668.

Le tube de Crookes employé est de forme sphérique; la cathode et l'anticathode sont en aluminium; les rayons de Röntgen sortent du tube par une fenêtre également en aluminium de 0,00367 centimètre d'épaisseur et arrivent dans deux électroscopes Wilson dont l'un sert de témoin quand on interpose des feuilles métalliques devant l'autre. Le tube était vidé au moyen d'un appareil à charbon de bois refroidi dans l'air liquide, dispositif qui, au bout de quelque temps, permet d'obtenir une émission régulière.

Quand on interpose un des écrans d'aluminium et qu'on étudie l'homogénéité du faisceau au moyen d'une feuille d'aluminium, on constate que le faisceau est devenu hétérogène. Au contraire, avec un écran de cuivre, le faisceau est homogène; il en est de même avec le nickel, le fer et toutes les substances qui sont capables d'émettre une radiation secondaire caractéristique plus abondante que la radiation diffusée.

Un troisième électroscope a servi à étudier précisément la radiation diffusée par diverses substances interposées devant le premier électroscope. Les résultats s'accordent avec l'idée de l'absorption par chaque substance des rayons capables d'exciter sa radiation propre.

Les expériences ont porté sur le chrome, le fer, le cobalt, le nickel, le cuivre, le zinc, l'arsenic, le sélénium et l'argent.

A. GRUMBACH.

FRANCK ALLEN. — Méthode nouvelle pour mesurer la luminosité du spectre.  
P. 604-607.

1° Lorsqu'un faisceau de lumière est périodiquement arrêté par une roue dentée en rotation, l'impression reçue par l'œil ne devient continue qu'à partir d'une vitesse de rotation critique. Ferry, puis Porter ont démontré : 1° que dans ces conditions, la durée de l'impression lumineuse dépend seulement de l'intensité du faisceau et non pas de sa couleur ; 2° qu'elle est inversement proportionnelle au logarithme de l'intensité de la lumière reçue.

F. Allen a appliqué ces résultats à la mesure de la luminosité du spectre. Le champ de l'oculaire d'un spectroscopie est divisé en deux plages étroites superposées. L'une est éclairée par de la lumière blanche réfléchie, de l'extérieur, par un système de miroirs ; l'autre par la lumière qui a traversé le spectroscopie et dont l'intensité peut être réglée au moyen d'un système de deux nicols placés devant la fente. Les intensités des lumières éclairant respectivement les deux plages sont considérées comme égales, lorsqu'elles correspondent à une même vitesse de rotation critique de la roue dentée qui coupe périodiquement les deux faisceaux. L'intensité de la lumière blanche restant fixe et égale à celle de la lumière violette de longueur d'onde  $414 \mu\mu$ , l'intensité correspondant à chaque longueur d'onde est déterminée par l'angle des sections principales des deux nicols, auquel il faut arriver pour rétablir l'égalité.

Cette méthode a été appliquée à la mesure de la luminosité du spectre donné par une lampe à acétylène.

NORMANN CAMPBELL. — La principe de relativité et la conservation du mouvement. — P. 626-630.

I. — Lewis et Tolman <sup>(1)</sup> ont démontré, à partir du principe de relativité et de la loi de la conservation de la quantité du mouvement, que la variation de la masse d'un corps avec sa vitesse est donnée par

---

(1) *Phil. Mag.*, 6<sup>e</sup> série, XVIII, 510 ; 1909.

la formule :

$$\frac{m}{m_0} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Norman Campbell fait remarquer que cette démonstration ne s'applique qu'au cas où la vitesse  $v$  est petite.

II. — Tolman (1) a cru établir, à partir de ce résultat, que la cinquième équation fondamentale de la théorie de Maxwell-Lorentz :

$$\mathbf{F} = \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{v}{8} \times \mathbf{H},$$

où  $\mathbf{F}$  est la force électrique,  $\mathbf{E}$  le déplacement électrique,  $v \times \omega \mathbf{H}$  le produit vectoriel du champ magnétique par la vitesse de déplacement de la charge et  $c$  la vitesse de la lumière, peut-être déduite des quatre équations du champ.

N. Campbell conteste la légitimité de cette déduction : 1° parce que la formule donnée plus haut pour la variation de la masse avec la vitesse ne s'applique qu'aux vitesses petites ; 2° parce que, dans le cours de la démonstration, les axes de référence sont attachés à l'un des systèmes réagissants, qui ne peut être sans accélération absolue, et par conséquent ne remplit pas la condition nécessaire à l'application du principe de relativité.

H. RUBENS et O. von BAEYER. — Radiations de longueur d'onde extrêmement grandes émises par la trompe à mercure en quartz. — P. 689-695.

Utilisant le dispositif déjà employé par Rubens et Wood, Rubens et Bayer ont cherché les radiations de très grande longueur d'onde, qui pourraient être émises par certaines substances illuminées électriquement. Après avoir essayé sans succès l'étincelle fortement condensée éclatant entre des électrodes de zinc, de cadmium, de fer, de platine et de bismuth, ils ont d'abord obtenu avec l'arc au charbon quelques résultats encore trop incertains pour être poursuivis. Mais, en opérant avec une lampe au mercure en quartz, alimentée par un courant de 4 ampères sur 100 volts et fournissant un arc de 8 millimètres, ils sont arrivés aux intéressants résultats que voici :

1° La lumière émise par la lampe donne une déflexion de plus de 50 mètres sur le radiomicromètre. La longueur d'onde moyenne des

(1) *Phil. Mag.*, 6<sup>e</sup> série, XXI, 296-301 ; 1911.



radiations reçues par l'appareil est plus grande que celle des radiations émises par le manchon Auer; elle varie également suivant que la lumière de l'arc tombe directement sur les lentilles de quartz ou qu'elle est filtrée à travers du quartz amorphe ou du carton noir, ces substances ayant pour effet d'arrêter les radiations de longueur d'onde moins grande. La détermination de la courbe d'énergie en fonction des longueurs d'onde, faite à l'aide d'un interféromètre à lames de quartz, a mis en évidence l'existence d'un minimum à  $78,4 \mu$  et d'un maximum correspondant à  $\lambda 314 \mu$ .

Le domaine des radiations infra-rouges connues s'étend donc désormais jusqu'à  $0^{\text{mm}},3$  et s'est ainsi augmenté d'une octave et demie;

2° L'absorption de ces radiations par diverses substances a pu être étudiée, et cette étude a permis de constater que les corps isolants, tels que la paraffine, l'ambre, etc., sont très transparents;

3° Ces radiations ne sont pas émises par les parois du tube en quartz; en effet, d'une part, une lame de quartz chauffée n'a rien donné de correspondant, d'autre part, aussitôt après la rupture du courant, l'intensité tombe au tiers de sa valeur. — Mais on ne sait pas encore si ces radiations sont d'origine thermique ou sont produites par la luminescence électrique de la vapeur de mercure.

F. CROZE.

D. BUDGE. — Note sur l'électrisation de l'air au voisinage des chutes du Zambèze. — P. 611-615.

Les chutes du Zambèze étant les plus considérables du globe, il était intéressant de faire des mesures du champ électrique à son voisinage. Les observations ont été faites à une station fixe et en différents points, mais toujours en ayant soin que le nuage de vapeur d'eau, extrêmement élevé et dense, qui s'élève du lit du fleuve au pied des chutes, se trouve entre l'observateur et le soleil levant; au moment où ce dernier occupait, dans le ciel, une position suffisamment élevée pour darder ses rayons au-dessus du nuage on observait un maximum.

De grand matin à un mille des chutes, l'air était chargé négativement. On obtenait un minimum de 8 heures du matin à  $10^{\text{h}}30$ ; de  $10^{\text{h}}30$  à 2 heures de l'après-midi, l'électromètre ne donnait aucune déviation; mais, à partir de 2 heures, l'appareil indiquait une déviation positive. Des mesures ont été effectuées à diverses distances des

chutes, pour déterminer dans quelles zones l'électrisation négative prévalait, et fixer la variation du gradient potentiel. L'auteur a obtenu pour cette variation des valeurs énormes.

W. WILSON. — Emission de charges positives par les corps chauds.

P. 634-640.

La diminution de l'émission des charges positives par un fil de platine porté à température élevée, n'est pas due à un effet de *fatigue* du métal, elle semble plutôt due à un décroissement de la matière qui sort du métal sous forme d'ions positifs. L'émission augmente considérablement si le fil de platine a été chauffé préalablement dans un milieu saturé de vapeur d'eau; ce phénomène semble dû à la production d'oxyde de carbone et d'hydrogène à la surface du platine ou dans le métal. L'activité décroît très rapidement dans ce cas, ce qui semble indiquer un phénomène purement superficiel.

Quand le phosphate d'aluminium est chauffé sur le filament d'une lampe Nernst, il n'y a pas d'émission de charges positives; en conséquence, si ce sel est chauffé sur une lame de platine, l'émission observée doit être due totalement ou en grande partie au platine.

R. PIRRET et F. SODDY. — Rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux. — P. 652-658.

Les recherches ont porté sur un certain nombre d'échantillons de pechblende, de thorianite de Ceylan et d'autunite du Portugal. Le radium a été dosé en envoyant l'émanation dans un électroscope, et trois séries de mesures ont été faites, les deux dernières séparées par un intervalle de trois mois. Les mesures consignées dans plusieurs tableaux indiquent le nombre de divisions du micromètre parcourues par minute par la feuille de l'électroscope pour 1 milligramme d'uranium. Bien que les valeurs oscillent, elles indiquent pour les mesures qui peuvent être considérées comme étant à retenir un accord assez grand dans le cas des pechblendes et des thorianites. Dans le cas des autunites, les nombres trouvés sont décidément trop faibles; les auteurs pensent que cela peut être dû à la période de l'ionium.

Ed. SALLES.

## THE ASTROPHYSICAL JOURNAL

Vol. XXXIII, n° 3; avril 1911.

C.-G. ABBOT et F.-E. FOWLE, Jr. — La valeur de la constante de radiation solaire. — P. 191-197.

Les auteurs concluent de nouvelles expériences effectuées depuis l'apparition du volume II des *Annales de l'observatoire astrophysique de la Smithsonian Institution*, que la valeur de la constante solaire pour l'époque 1905 à 1909 a été de 1.922 calories (15°) par centimètre carré et par minute. C'est l'intensité de la radiation solaire qui serait observée avec un pyrhéliomètre étalon à une distance du soleil égale au rayon vecteur moyen de la terre. Il n'est pas vraisemblable que ce nombre soit en erreur de plus de 1 0/0.

Les résultats des observations journalières présentent des variations atteignant 8 0/0. La marche graduelle des fluctuations démontre qu'elles ne sont pas accidentelles. Comme des observations simultanées à Washington, au mont Wilson (1.880 mètres) et au mont Whitney (4.420 mètres), concordent très bien entre elles, les auteurs concluent à des variations réelles de la constante solaire en dehors de notre atmosphère.

HAROLD-D. BABCOCK. — L'effet Zeeman pour le chrome. — P. 217-234.

Recherche effectuée à l'observatoire du mont Wilson, sur des étincelles condensées dans des champs de 15.000 à 23.400 gauss. Les tables publiées dans *The Astrophysical Journal* donnent les nombres des composantes dans lesquelles les raies sont séparées normalement au champ, les valeurs de  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$  pour 20.000 gauss et les caractères les plus remarquables des raies.

FRANCK SCHESINGER. — Correspondance concernant la classification des spectres stellaires. — P. 260-304.

Opinions d'un grand nombre d'astrophysiciens sur la classification des spectres stellaires d'Harvard College et sur les améliorations qu'on pourrait y apporter.

J. BAILLAUD.

## ANNALEN DER PHYSIK

T. XXXIV. N<sup>o</sup> 4 et 5.

I. — CL. SCHAEFER et G. GROSS. — Recherches sur la réflexion totale.  
Tome XXXII. — P. 648-672; 1910.

II. — W. VOIGT. — Sur les vibrations dans le second milieu lors de la réflexion totale. N<sup>o</sup> 4. — P. 797-800.

I. — Déjà Newton avait démontré le fait de la pénétration de la lumière dans le second milieu lors de la réflexion totale. Cette étude fut reprise par Quincke, puis, plus récemment, avec un procédé expérimental nouveau (application d'un réseau contre la surface réfléchissante, ce qui permet de reconnaître de la lumière diffractée dans le second milieu) par Ditscheiner.

Voigt, en produisant la réflexion totale sur les faces d'un prisme très obtus, constate l'émergence d'un étroit faisceau le long de l'arête. Enfin Hall applique contre la surface réfléchissante une couche de gélatine sensible; elle est impressionnée, mais cesse de l'être quand elle est à une distance supérieure à  $4\lambda$  de cette surface.

La théorie électromagnétique rend compte de ces expériences: elle permet de calculer l'énergie réfléchie et transmise en fonction de l'épaisseur de la lamelle faisant suite à la surface réfléchissante. Pour soumettre ces résultats au contrôle de l'expérience, les auteurs ont eu recours à des ondes électriques, des ondes optiques ne se prêtant que difficilement à de semblables mesures photométriques.

Ils font précéder la description de leurs expériences d'un exposé de travaux du mathématicien russe Eichenvald, dont ils ont utilisé les méthodes. Eichenvald a déduit de la théorie de Maxwell, dans le cas où il y a réflexion totale, l'équation différentielle des lignes de force magnétiques dans le premier et le second milieu et a fourni, dans une figure de son travail, le graphique de ces lignes; leurs trajectoires orthogonales (comme les lignes de force électriques sont perpendiculaires au plan de la figure) donnent le vecteur de Poynting, c'est-à-dire le rayon lumineux. Ces lignes sont fermées; le flux d'énergie qui franchit la surface en certains points la repasse en sens inverse en d'autres points, de sorte qu'en fin de compte le flux total à travers la surface est nul. Mais tout ce qui dans le second milieu déterminera

une altération dans la forme de ces lignes de flux supprimera la réflexion totale. En particulier les auteurs ont étudié le cas de la réflexion sur une lame mince, ce qui correspond aux expériences de Newton et de Quincke, et ont reconnu que, dans ce cas, la totalité de l'énergie ne revient pas dans le milieu 1, mais qu'il en passe dans le milieu 3 une fraction d'autant plus grande que l'épaisseur de la lamelle 2 est moindre. C'est bien ce que montre le procédé Newton-Quincke. Il consiste à approcher, parallèlement à la face hypoténuse d'un prisme à réflexion totale, la face d'un autre prisme semblable; la réflexion n'est plus totale sitôt que la lame d'air a une épaisseur de l'ordre d'une longueur d'onde. Les auteurs ont répété cette expérience avec des ondes électriques de  $\lambda = 13$  centimètres. Ces ondes, rendues planes par un miroir concave, sont réfléchies par la face hypoténuse d'un prisme de paraffine vers un second miroir qui les concentre sur un thermo-résonnateur de Klemenčič; un second prisme de paraffine pareil au premier peut en être approché progressivement, les faces hypoténuses demeurant parallèles. On peut amener le récepteur avec son miroir concave sur le trajet de l'onde transmise. Dans cette position 2, il n'y a pas de déviation du galvanomètre récepteur, tant que l'épaisseur  $d$  de la couche d'air comprise entre les deux prismes est supérieure à  $\lambda$ , alors que la déviation sur le trajet de l'onde réfléchie (position 1) est indépendante de cette épaisseur. Puis la déviation en 1 décroît à mesure que celle en 2 croît à partir de  $d < \lambda$ ; l'énergie transmise étant toujours complémentaire de celle réfléchie.

Si on enlève le second prisme et qu'on amène le thermo-résonnateur, privé de son réflecteur concave, derrière la face hypoténuse du premier, on peut constater et mesurer le flux d'énergie parallèle à la surface réfléchissante qui passe dans le second milieu. Les résultats confirment la théorie.

II. — C'est une réponse à des critiques contenues dans le mémoire précédent auquel il oppose l'objection que les théories supposent une surface réfléchissante indéfinie, alors que les expériences portent sur une portion limitée de cette surface.

S. BLOCH.

Br. GLATZEL. — Une nouvelle méthode de production des courants de haute fréquence fondée sur le principe de l'excitation par chocs. N° 4. — P. 711-738.

L'auteur rappelle que M. Wien a montré le premier qu'avec de courtes étincelles on pouvait, au moyen de l'excitation par chocs, obtenir dans un circuit secondaire des oscillations faiblement amorties. Des applications de ce principe à la télégraphie sans fil ont été réalisées par la Telefunken Gesellschaft et par V. Lepel. Pour que la méthode soit efficace il est nécessaire que l'étincelle soit étouffée dès les premières oscillations. Pour obtenir ce rapide amortissement, divers procédés ont été appliqués : on a refroidi artificiellement les électrodes, on les a constituées par des plateaux métalliques ou par du mercure, on a placé l'éclateur dans un gaz bon conducteur de la chaleur comme l'hydrogène.

C'est ce dernier dispositif que l'auteur a étudié en détail. Suivant l'intensité du courant, il se produit dans l'excitateur deux phénomènes différents. Quand le courant est faible, la décharge se présente sous l'aspect d'étincelles mobiles et floconneuses : c'est la phase A. A partir d'un certain courant  $I_s$ , la phase B commence : de longues étincelles se forment qui semblent glisser à la surface des électrodes et celles-ci sont entourées d'une auréole lumineuse. Quand le courant augmente encore davantage, les étincelles disparaissent ; la lueur entourant les électrodes subsiste seule.

Des observations faites avec un tube de Geissler et un miroir tournant (oscillographe de Gehrcke) ont permis de constater les faits suivants. Dès qu'on a dépassé l'intensité  $I_s$ , les oscillations produites sont très amorties ; l'amortissement augmente avec le courant. Quand la décharge est manifestée seulement par la gaine lumineuse entourant les électrodes, les oscillations cessent complètement. On peut donc se placer dans les conditions les plus favorables pour l'excitation par chocs.

Ce n'est point l'action directe du courant, mais l'échauffement qu'il communique aux électrodes, qui influe sur le mécanisme de la décharge. L'auteur a pu mesurer la température des électrodes au moyen d'un pyromètre. La courbe obtenue subit une discontinuité au moment où la décharge B succède à la décharge A. Tout se passe comme si, dans la phase B, l'étincelle n'était point capable de céder autant de chaleur au gaz ambiant que dans la phase A. Il est à remar-

quer également que les phénomènes de décharge sont essentiellement variables avec le métal des électrodes. Avec des électrodes en aluminium, en cadmium, en magnésium, les phénomènes de la phase B ne se produisent pas ; par suite, l'excitation par chocs ne peut être réalisée. Le nickel, le fer, le palladium, le cuivre l'argent présentent les différents aspects de décharge décrits ; mais l'intensité de courant et par suite la température correspondant au passage de la première à la seconde phase varient beaucoup d'un métal à l'autre.

De ces faits l'auteur donne l'explication suivante : il est vraisemblable qu'à une température déterminée les ions métalliques formés entrent en combinaison avec l'hydrogène et sont rapidement entraînés hors du champ de l'étincelle. Ce serait l'origine de l'amortissement considérable observé dans les décharges B. On peut noter, à l'appui de cette hypothèse, que les métaux dont on connaît déjà des hydrures par exemple ceux du groupe du fer), provoquent une rapide extinction des étincelles, même dans des conditions de conductibilité calorifique relativement mauvaises. Cette manière de voir est confirmée par l'examen des spectres des deux formes de décharge A et B. Dans l'étincelle A correspondant à un faible amortissement, les raies du métal constituant les électrodes sont fortement marquées. Il existe donc un grand nombre de particules métalliques formant pour l'étincelle un chemin conducteur. Au contraire, dans le spectre de la décharge B, les raies de l'hydrogène apparaissent à peu près seules. Cette absence de particules métalliques dans le cas où l'électrode est entourée d'une gaine lumineuse ne peut s'expliquer que par la formation d'une combinaison avec l'hydrogène. En fait, on a observé sur les électrodes des dépôts pulvérulents variant du gris au brun, suivant la nature du métal, et qui doivent être des hydrures métalliques. L'analyse chimique apportera sur ce point une certitude. Tous ces faits, conclut l'auteur, donnent à l'éclateur à hydrogène une place tout à fait à part. Les relevés photographiques obtenus avec l'oscillographe de Gehrcke montrent que l'oscillation s'arrête brusquement au passage par zéro. L'aspect du phénomène peut être comparé à un effet de soupape. Il ne s'agit point d'un amortissement apériodique, comme pour les autres éclateurs imaginés dans le même but.

B. MACKÛ. — Influence de l'extinction prématurée de l'étincelle sur les mesures d'amortissement. — P. 941-970.

Cette étude a eu pour point de départ les anomalies observées quand on connecte aux bornes de l'éclateur d'un circuit oscillant un deuxième circuit. Si on analyse une courbe de résonance, on trouve que la présence du second circuit diminue l'amortissement. D'un autre côté, si on observe l'intensité maximum à la résonance et l'effet de courant total dans le circuit primaire, on est amené à conclure que l'amortissement a augmenté. Ces résultats contradictoires proviennent sans doute de ce que certaines hypothèses admises dans la théorie de la méthode de résonance ne correspondent pas à la réalité. En fait l'amortissement de l'étincelle dépend de l'intensité de courant et il ne se poursuit pas jusqu'à des différences de potentiel infiniment petites. Il y a, par rapport aux hypothèses théoriques, une extinction prématurée de l'étincelle.

Il est compliqué et le plus souvent superflu de tenir compte de la variation de résistance de l'étincelle. Il est au contraire relativement simple d'introduire dans le calcul l'influence de l'extinction de l'étincelle et il peut en résulter un changement important dans l'allure des courbes de résonance. Soient deux circuits parfaitement isochrones. Les oscillations du circuit primaire entretiennent et amplifient constamment les oscillations propres du circuit de mesure. L'effet de courant sera diminué par une extinction prématurée de l'étincelle. Si les deux circuits ne sont pas rigoureusement accordés, les oscillations se renforcent d'abord, puis se contrarient. L'extinction amène, suivant l'instant où elle se produit, un accroissement ou une diminution de l'effet de courant total dans le circuit de mesure. En définitive, on ne peut plus obtenir une courbe de résonance normale.

L'auteur a résolu le problème analytiquement d'une manière complète. Des expressions assez compliquées qu'il obtient et des courbes qu'il en déduit, on peut tirer les conclusions suivantes : Une extinction prématurée de l'étincelle déforme les courbes de résonance. Il s'ensuit que les valeurs de l'amortissement calculées pour divers points des courbes ne concordent pas entre elles et sont toujours trop grandes. La déformation dépend de l'amortissement dans le circuit de mesure. Si celui-ci est faible par rapport à l'amortissement primaire, la déformation est grande. Si les deux circuits sont à peu près égale-



ment amortis, la résonance est sensiblement normale, pourvu que l'extinction ne se produise pas avant que l'amplitude de la courbe de tension soit tombée aux sept centièmes environ de sa valeur primitive. Lorsqu'on modifie le circuit primaire et qu'on calcule la variation d'amortissement au moyen de courbes de résonance relevées avec un circuit de mesure faiblement amorti, le résultat obtenu est trop grand, mais proportionnel à la valeur réelle.

Il restait à vérifier expérimentalement ces propositions déduites des calculs. C'est ce qu'a réalisé l'auteur. Ces mesures sont assez délicates et peuvent être entachées d'erreurs dues à des dérèglages, notamment aux variations de l'étincelle. Néanmoins les tableaux de nombres obtenus, d'où il ressort que la déformation diminue quand l'amortissement secondaire augmente et que les courbes restent à peu près semblables à elles-mêmes, quand l'amortissement primaire seul varie, justifient pleinement les conclusions théoriques. On a même pu, à l'aide de deux courbes de résonance relevées successivement avec des amortissements secondaires faibles et énergiques, fixer approximativement l'amplitude relative de la courbe de différence de potentiel correspondant à la disparition de l'étincelle. Des essais ont été effectués avec des dispositifs qui accélèrent l'extinction, notamment avec un éclateur dissymétrique (pointe-plateau). Conformément aux prévisions, l'effet d'extinction se trouve alors exagéré et il devient très difficile d'obtenir une courbe normale. Au point de vue pratique, il résulte de cet ensemble de recherches une conclusion particulièrement importante : dans les mesures sur des oscillateurs renfermant une étincelle, il faut choisir l'amortissement du circuit de mesure, non pas aussi petit que possible, mais du même ordre de grandeur que l'amortissement à mesurer. On peut éviter de la sorte les erreurs dues à l'extinction prématurée.

En terminant, l'auteur remarque que les déformations étudiées ici, étant indépendantes du facteur de couplage, sont nettement distinctes de celles observées par Wien. Pourtant, dans l'un et l'autre cas, les phénomènes n'ont peut-être pas une origine essentiellement différente. Wien lui-même a suggéré qu'un couplage trop serré pouvait provoquer une extinction prématurée, qui serait la cause réelle de la déformation de la courbe de résonance.

Paul DE LA GORCE.

PHILIPP FRANK et HERMANN ROTHE. — Sur les transformations des coordonnées d'espace et de temps en passant d'un système immobile à un système en mouvement. — P. 825-855.

Jusqu'à ces dernières années, on admettait que, pour passer d'un système immobile  $(x, y, z, t)$  à un système en mouvement  $(x', y', z', t')$  avec une vitesse uniforme de translation  $v$  dirigée suivant l'axe des  $x$ , il suffisait d'appliquer les relations suivantes, que l'on peut appeler formules de transformation de Galilée :

$$\begin{cases} x' = x - vt \\ t' = t \end{cases}$$

Lorentz, en s'appuyant surtout sur les résultats négatifs de Michelson et Morley, a montré que ces relations n'étaient rigoureuses que si la vitesse  $v$  était très faible (inférieure, par exemple, à 100 km.), c'est-à-dire négligeable par rapport à la vitesse de la lumière  $c$ . S'appuyant sur ce fait que la vitesse  $c$  a un sens absolu, c'est-à-dire qu'elle reste la même, quel que soit le mouvement des observateurs, il a proposé les formules suivantes de transformation :

$$\begin{cases} x' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} (x - vt) \\ t' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left( t - \frac{v}{c^2} x \right). \end{cases}$$

Ces relations se sont jusqu'à présent montrées très fécondes, quoiqu'elles aient bouleversé nos conceptions intuitives de l'espace et du temps, en créant les notions de contraction longitudinale et de temps local.

Les auteurs du présent mémoire se proposent de modifier les formules de transformation de Lorentz.

A la suite d'un calcul très long et assez compliqué, ils arrivent à un groupe de transformation qu'ils nomment transformation de Doppler, caractérisée par une hypothèse singulière, suivant laquelle la vitesse de la lumière ne resterait constante que pour une direction et un sens bien déterminés de propagation, attribuant ainsi arbitrairement à l'espace une anisotropie qui ne correspond à aucune réalité physique.

Le principe de relativité et les théories de Lorentz, d'Einstein et de Minkowski ne sont nullement atteints par ces spéculations purement mathématiques.

Marcel BOLL.

F. JUTTNER. — La loi de répartition des vitesses de Maxwell dans la théorie de la relativité. — P. 836-882.

1. Pour calculer l'entropie d'un gaz monoatomique au moyen de sa définition générale :

$$S = k \log W,$$

où  $W$  est la probabilité de l'état où se trouve le gaz, il faut admettre une certaine mécanique. Le problème a été jusqu'à présent résolu dans la mécanique newtonienne. L'auteur s'est proposé ici de le traiter dans la mécanique issue du principe de relativité, en partant des formules données par Einstein et Planck<sup>(1)</sup>.

Soit  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$ , les composantes de l'impulsion,  $q$  la vitesse d'un point matériel en mouvement,  $c$  la vitesse de la lumière, on a :

$$\xi = m \frac{x'}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}, \quad \eta = m \frac{y'}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}, \quad \zeta = m \frac{z'}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}},$$

$$q = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}.$$

La force vive :

$$L = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}.$$

On est amené à considérer l'élément de l'espace à six dimensions  $d\omega$  qui ne change pas avec le temps :

$$d\omega = dx dy dz dX dY dZ,$$

en posant :

$$\xi = mX, \quad \eta = mY, \quad \zeta = mZ.$$

En mécanique ordinaire, on prendrait l'élément :

$$d\sigma = dx dy dz dx' dy' dz'.$$

(1) *Verh. d. D. Phys. Ges.*, VIII, p. 136; 1906.

Ici la probabilité pour qu'un point soit situé dans la région  $d\sigma$  sera donnée par  $d\omega$ .

Le nombre des points  $x, y, z, X, Y, Z$ , dans une région  $d\omega$ , sera donné par une expression de la forme :

$$dN = Fd\omega,$$

et le nombre total des molécules sera :

$$N = \int Fd\omega.$$

La probabilité de l'état  $F$  des  $N$  molécules sera :

$$W = \frac{N!}{\Pi [Fd\omega!]}$$

La formule de Stirling donne :

$$S = C^{te} - k \int F \log Fd\omega.$$

si  $q$  est négligeable vis-à-vis de  $c$ , on retombe sur la formule de Boltzmann :

$$S_0 = C^{te} - k \int \varphi \log \varphi d\sigma = C^{te} - kH_0.$$

2. L'énergie totale d'un gaz au repos sera :

$$E = \int I.Fd\omega = mc^2 \int \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}} Fd\omega.$$

Pour obtenir la loi de répartition, il suffit d'écrire que l'entropie est maxima :

$$\int (\log F + 1) \delta Fd\omega = 0.$$

On en déduit :

$$F = \alpha e^{-\beta \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}}$$

Cette formule, pour des valeurs suffisamment petites de  $q$ , donne la loi de Maxwell en bornant le développement de l'exposant aux

deux premiers termes. Il faut noter que  $F$  n'est pas décomposable en trois facteurs, comme la fonction de Maxwell.

3. On peut rapporter la distribution à un élément  $d\sigma$  au lieu de  $d\omega$ . M. Juttner trouve en changeant ainsi les variables la fonction de distribution :

$$f = \frac{\alpha e^{-\beta \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}}}{\sqrt{\left(1 - \frac{q^2}{c^2}\right)^3}}.$$

4. Les constantes  $\alpha$  et  $\beta$  se calculent en fonction de  $N$ , du volume  $V$  et de l'énergie des gaz ; mais les équations qui lient ces diverses quantités entre elles sont transcendantes.

5. L'intégration de l'expression de l'entropie donne :

$$S = C^{te} + kN \left[ \frac{\beta}{NmC^2} E + \log M(\beta) + \log V \right]$$

La définition ordinaire de l'entropie :

$$dS = \frac{dE + PdV}{T}$$

permet de retrouver les lois de Boyle-Mariotte, de Gay-Lussac et d'Avogadro. Mais l'énergie d'un gaz monoatomique parfait n'est plus ici proportionnelle à la température, mais une fonction transcendante de celle-ci. Il est évident que l'équation des adiabatiques est aussi fort compliquée.

6. La fonction  $M(\beta)$  se ramène à des fonctions de Bessel ou à une fonction cylindrique de Hankel. Il en est de même de l'énergie.

En calculant  $\beta$  au moyen des données expérimentales relatives à l'hélium et au mercure, on voit que la théorie ordinaire se confond pratiquement avec la théorie de la relativité pour un gaz donné.

Si on passe d'un gaz à un autre, on trouve que la loi d'égalité répartition de l'énergie n'est jamais satisfaite en toute rigueur. Ce dernier point est d'accord avec l'idée de Planck, qui assimile les gaz à des résonnateurs<sup>(1)</sup>.

A. GRUMBACH.

(1) M. PLANCK, *Vorl. über die Th. der Wärmestrahlung*, p. 159.

H. BAERWALD. — Etude de l'influence du champ magnétique sur l'effet Doppler des rayons-canaux. — P. 883-906.

L'auteur a cherché à préciser la nature des porteurs des spectres de séries dans le cas de l'hydrogène, question controversée jusqu'alors.

Le dispositif expérimental est celui de Wien <sup>(1)</sup>. Les expériences ont surtout porté sur la raie H<sub>γ</sub>. Les tensions utilisées pour la décharge ont varié de 5.000 à 30.000 volts, et les champs magnétiques ont atteint de 1.000 à 9.000 gauss.

Baerwald a d'abord étudié l'influence du champ magnétique sur la distribution des vitesses des porteurs. Les courbes de noircissement de la plaque photographique, obtenues à l'aide d'un microphotomètre de Hartmann, donnent une image de la distribution des vitesses dans le faisceau étudié ; elles montrent que le champ magnétique n'a aucune influence sur cette distribution, même à 15 millimètres au delà du champ efficace. Il n'en résulte pas nécessairement que l'équilibre de dissociation entre les particules positives et les particules neutres soit déjà rétabli.

Des photographies de la raie H<sub>γ</sub>, pour le faisceau dévié, présentent l'effet Doppler comme pour le faisceau non dévié : aucune conclusion sur la nature des porteurs de séries ne peut donc être tirée de ces épreuves, ce qui était à peu près évident *a priori* : les particules déviées doivent tendre vers l'équilibre de dissociation et être mélangées de particules neutres.

On sait <sup>(2)</sup> que dans l'observation de l'effet Doppler des rayons-canaux, on observe toujours sur les spectrogrammes l'image des raies « fixes » et celle des raies « mobiles ». L'introduction du champ magnétique diminue de façon appréciable l'intensité lumineuse des rayons-canaux, mais l'étude des courbes de noircissement montre que l'influence est beaucoup plus sensible sur l'intensité « mobile » que sur l'intensité « fixe ». En comparant l'effet du champ sur l'intensité lumineuse qui correspond au spectre de séries et l'effet qu'il exerce sur l'intensité lumineuse totale, on trouve qu'environ les  $\frac{2}{3}$  de la lumière émise proviennent des porteurs de séries en mouvement.

(1) W. WIEN, *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VII, p. 938 ; 1908.

(2) J. STARK, *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VIII, p. 521 ; 1909.

Enfin, l'auteur a étudié en un endroit déterminé du faisceau de rayons-canaux la diminution, sous l'influence du champ, de l'intensité lumineuse (25-27 0/0) pour les raies « mobiles », et de la quantité d'électricité positive transportée (80 0/0). L'écart considérable entre les résultats montre que les porteurs de séries ne peuvent être des particules positives. Les expériences rendent vraisemblable que ces porteurs de séries sont de petites particules neutres qui éclairent au moment de la recombinaison, ainsi que l'a déjà indiqué Wien.

H. MERCZYNG. — Dispersion électrique de l'eau et de l'alcool éthylique pour les ondes très courtes. — P. 1015-1025.

Les recherches antérieures (1) de l'auteur sur différents liquides organiques avaient mis en évidence deux particularités des courbes de dispersion : 1° l'accroissement de l'indice  $n$  à partir d'un minimum inconnu, compris entre les ondes électromagnétiques et les ondes optiques, jusqu'à la valeur correspondant à  $\lambda = \infty$  ; 2° l'existence dans certaines régions du spectre de bandes d'absorption, qui ne troublent pas d'ailleurs la marche générale de la courbe de dispersion anormale.

Les mesures faites pour l'eau par différents expérimentateurs n'avaient pas mis nettement en évidence la diminution de  $n$  quand  $\lambda$  décroît. Lampa avait même signalé une augmentation — peu vraisemblable — de  $n$  pour  $\lambda < 1$  centimètre. Cependant Colley, dans des expériences très soignées, avait observé une diminution sensible de  $n$  :

$$\text{pour } \lambda = 22^{\text{cm}},4 \quad n = \sim 8,4; \quad n^2 = 70,56,$$

notablement différent de  $n^2 \infty = K = \sim 81$ . — Les variations des conditions de l'amortissement de l'oscillateur ayant une influence considérable pour ces mesures, il était nécessaire de confirmer les résultats de Colley par des expériences sur des  $\lambda$  plus petites. C'est ce qu'a fait Merczyng. Par la méthode qu'il avait déjà employée, il a trouvé à 17° :

$$\begin{array}{ll} \lambda = 4^{\text{cm}},5 & n^2 = 47,3 \\ \quad \quad \quad 3^{\text{cm}},5 & \quad \quad 42,7 \end{array}$$

(1) *Ann. d. Phys.*, XXXIII, p. 1; 1910.

les mesures sont rendues difficiles par la faiblesse du rayonnement et par l'existence de nombreuses bandes d'absorption.

L'alcool éthylique présente aussi la dispersion anormale dans son spectre électrique.

A. JOFFÉ. — Sur le champ magnétique des rayons cathodiques.  
P. 1026-1032.

L'électrisation des rayons cathodiques (J. Perrin) et l'action magnétique des courants de convection (Rowland) rendent très probable l'existence d'un champ magnétique dû aux rayons cathodiques. Mais, depuis Hertz, cette question n'était pas définitivement tranchée. L'auteur l'a reprise en éliminant les causes d'erreurs qui entachent les travaux antérieurs.

Les déviations, sous l'influence du faisceau cathodique, du système astatique utilisé ont été comparées à celles que provoque le champ d'un fil parcouru par un courant équivalent. — L'importance des causes d'erreur subsistant a été étudiée avec soin; elle est inférieure à 10 0/0.

L'auteur conclut de ses expériences que le champ magnétique des rayons cathodiques correspond à la quantité d'électricité transportée par unité de temps, et qu'il est le même que celui du fil.

M. BARRÉE.

FÉLIX BISKE. — La courbure des raies spectrales données par un réseau plan.  
P. 971-978.

Pour obtenir les formules qui déterminent la courbure des raies spectrales données par un réseau plan dans le plan focal d'un objectif, il faut distinguer deux cas :

*Premier cas.* — Le plan du réseau est perpendiculaire à l'axe optique du collimateur.

L'image de chaque raie spectrale représente la section par le plan focal de l'objectif d'une portion de nappe d'un cône circulaire, dont le demi-angle d'ouverture est égal à  $90^\circ - \alpha_2$ ,  $\alpha_2$  étant l'angle de diffraction relatif à la longueur d'onde de cette raie, pour un faisceau horizontal, émané du foyer du collimateur. Si l'on prend un système de coordonnées rectangulaires disposées dans un plan vertical, et ayant pour origine le foyer de l'objectif, les abscisses étant por-



tées sur un axe horizontal et les ordonnées suivant la verticale, l'équation de cette section conique est :

$$y^2 = 2f_2 \cotang \alpha_2 \cdot x + (\cotang^2 \alpha_2 - 1) x^2,$$

où  $f_2$  représente la distance focale de l'objectif.

Sur cette courbe, la position de l'image  $s_2$  d'un point quelconque  $s_1$  de la fente, tel que la direction de l'axe optique du collimateur fasse avec l'axe secondaire correspondant un angle  $\gamma$ , est donnée par la formule :

$$y = \sqrt{f_2^2 + x^2} \cdot \text{tang } \gamma.$$

Ces deux équations permettent de déterminer facilement la courbure des raies. On voit que cette courbure, nulle quand  $\alpha_2 = 0$  augmente à mesure que  $\alpha_2$  va en croissant.

*Deuxième cas.* — La perpendiculaire au plan du réseau fait un angle quelconque  $\alpha_1$  avec l'axe optique du collimateur.

La courbure des raies varie alors avec les positions respectives de l'objectif d'observation et du collimateur. Elle croît si les angles  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  s'ajoutent arithmétiquement dans l'évaluation de la différence de marche; elle diminue et peut devenir nulle dans le cas contraire. Pour réduire la position d'un point quelconque  $S_2$  d'une raie, à la position du centre de cette raie, on procède de la manière suivante :

Si  $\alpha'_1$  et  $\alpha'_2$  sont les angles corrélatifs de  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  correspondant à un faisceau dont l'axe fait un angle  $\gamma$  avec l'axe optique du collimateur, on a les équations :

$$\begin{aligned} \sin \alpha_1 + \sin \alpha_2 &= \sin \alpha'_1 + \sin \alpha'_2 \\ \sin \alpha'_1 &= \sin \alpha_1 \cdot \cos \gamma \end{aligned}$$

qui permettent de déterminer l'angle  $\alpha'_2$  en fonction des angles connus  $\alpha_2$ ,  $\alpha_1$  et  $\gamma$ . D'autre part, si on désigne par  $\xi$  l'angle de l'axe optique de la lunette d'observation avec la droite qui joint son centre optique avec la projection de  $S_2$  sur l'axe des  $x$ , on a :

$$\sin \alpha'_2 = \cos \gamma \cdot \sin (\alpha_2 + \xi).$$

L'angle  $\xi$  étant connu, l'abscisse et l'ordonnée de  $s_2$  sont données par les formules :

$$x = f_2 \text{ tang } \xi \qquad y = f_2 \text{ sec } \xi \text{ tang } \gamma.$$

Ces formules s'appliquent indifféremment aux réseaux par réflexion et aux réseaux par transmission. L'auteur les a vérifiées par des

mesures directes. Leur emploi permet de faire la correction de courbure dans les déterminations précises des longueurs d'onde.

F. CROZE.

HERMANN ROHMANN. — Mesure des variations de capacité au moyen des oscillations électriques : application à la comparaison des constantes diélectriques des gaz. — P. 979-1002.

Deux circuits inductifs, en couplage lâche, comprennent chacun un condensateur et l'une des bobines fixes rectangulaires d'un électro-dynamomètre de Mandelstam et Papalexii, dont un anneau métallique fermé constitue la partie mobile. Des oscillations étant induites dans le circuit 1, l'électrodynamomètre indique, au 100.000<sup>e</sup> près, la résonance des circuits. Les variations de pression du gaz étudié produisent des variations de la capacité 2, qui sont compensées à l'aide d'une capacité variable en dérivation sur une self du circuit 2. L'éta-lonnage absolu du compensateur présente des difficultés telles que l'auteur s'est borné à des mesures relatives. Supposant connue la constante diélectrique de l'air, il obtient pour l'air, H<sup>2</sup>, CO<sup>2</sup>, N<sup>2</sup>O, des nombres voisins de ceux de Klemenčič ; N<sup>2</sup> et O<sup>2</sup>, non étudiés antérieurement, donnent sensiblement  $K = n^2$ .

Ch. FORTIN.

---

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

T. XII ; 1911

O.-V. BAEYER, O. HAHN et L. MEITNER. — Sur les rayons  $\beta$  du thorium.  
P. 273-279.

La méthode est la même que dans le travail antérieur de V. Baeyer et Hahn (1) sur les rayons  $\beta$  des divers corps radio-actifs ; chacune de ces substances est caractérisée par un spectre de lignes discontinues.

Les auteurs déterminent la vitesse, étendent le degré d'homogénéité et l'absorption de la radiation par diverses substances.

Ils ont employé la déviation magnétique pour mesurer la vitesse ;

---

(1) *Phys. Zeitschr.*, XI, 188 ; 1910.

les rayons traversent une fente et arrivent ensuite sur une plaque photographique. En prenant la valeur :

$$\frac{e}{m_0} = 1,77 \cdot 10^7 \text{ C. G. S. électromagnétiques,}$$

ils en déduisent la vitesse pour chaque ligne du spectre magnétique. Les rayons les plus rapides ne donnent pas d'impression photographique nette; aussi a-t-il fallu placer la plaque non plus normalement, mais à peu près parallèlement au faisceau. Ce dispositif permet de se rendre compte si l'étalement des lignes correspondant aux rayons les plus rapides est dû à des influences secondaires.

La source employée a été un fil de laiton, de charbon ou d'aluminium, ou du papier couvert de graphite, rendus actifs, ou bien une préparation de radiothorium dans un petit tube, ce qui permet de se rendre compte du rôle de la surface dans le rayonnement.

Les rayons  $\beta$  dont la vitesse est supérieure à 75 0/0 de celle de la lumière ne sont pas homogènes, au contraire de ceux qui sont plus lents.

Quand on interpose de petites feuilles d'aluminium sur leur trajet, on constate que les premiers conservent sensiblement la même vitesse; mais, s'ils sont homogènes à l'arrivée, ils ne le sont plus après le passage à travers la plaque absorbante.

Les rayons plus lents restent homogènes, mais sont ralentis.

Par exemple, dans une expérience avec une feuille d'aluminium de 0<sup>mm</sup>,045, les vitesses passent de 0,63 et 0,72 à 0,57 et 0,68. Il faut noter que ces derniers rayons se réfléchissent très peu et ne donnent pas de rayonnement secondaire; ce phénomène se produit au contraire avec les rayons rapides: la perte d'homogénéité doit être en relation avec l'émission des rayons secondaires.

Les auteurs constatent la contradiction qui existe entre leurs résultats et les conclusions que Hahn et Meitner avaient tiré d'expériences électroscopiques sur l'absorption des rayons  $\beta$ . La loi exponentielle ne peut pas être un critérium d'homogénéité; la constante d'absorption ne caractérisera qu'un « pouvoir de pénétration ».

L'absorption conserve cependant toute sa valeur analytique quand il s'agit de caractériser des rayons  $\beta$  de vitesses très différentes, surtout quand celles-ci sont grandes, car la méthode photographique est encore peu sensible.

H. WITTE. — Sur l'inversion des forces dans le passage de l'électrodynamique à l'hydrodynamique. — P. 347-360.

Ce travail <sup>(1)</sup> est relatif à l'inversion nécessaire pour passer d'images hydrodynamiques telles que les sphères pulsantes de C.-A. Bjerknes aux phénomènes électromagnétiques.

M. Witte fait correspondre à l'énergie électrique et à l'énergie magnétique respectivement l'énergie cinétique et l'énergie potentielle de la représentation hydrodynamique.

Les champs oscillants des corps pulsants présentent une inversion portant sur les valeurs moyennes dans le champ électrostatique ou dans le champ électromagnétique.

L'auteur n'est pas d'accord avec M. V. Bjerknes, avec qui il a engagé une discussion dans les *Annalen der Physik* <sup>(2)</sup>.

Dans cet article il insiste sur ce point que dans la représentation de l'éther de lord Kelvin, il faut admettre l'existence de tubes où le flux d'éther est opposé au champ correspondant; les charges électrostatiques répondent à l'entrée et à la sortie de l'éther dans le tube.

I.-K. FAJANS: et W. MAKOWER. — Sur le radium C<sub>2</sub>. — P. 378.

I.-K. FAJANS— Sur la complexité du radium C. — P. 369-378.

I.-O. Hahn et L. Meitner <sup>(3)</sup> avaient signalé l'existence probable d'un radium C<sub>2</sub> d'une vie moyenne très courte à côté du radium C<sub>1</sub> d'une vie moyenne de 19,5 minutes. M. Fajans a pu reprendre l'étude de cette question sur de grandes quantités de matière radioactive mises à sa disposition par M. Rutherford.

Le radium C a été préparé par la méthode de Lerch <sup>(4)</sup>.

L'émanation abandonnée pendant plusieurs heures dans des tubes scellés laisse un dépôt radioactif qui, après lavage à l'alcool, est détaché au moyen d'acide chlorhydrique concentré. Après un repos d'une heure, on dilue la solution et on y plonge la plaque de nickel; on chauffe ensuite la solution au voisinage de l'ébullition en y ajoutant

(1) Voir du même auteur : *Jahrb. der Radioakt. u. Elektronik.*, VII, 205; 1910.

(2) WITTE, *Ann. d. Ph.*, XXX, 3-37; 1909. — V. BJERKNES, *ib.*, XXXI, 3-12; 1910. — WITTE, XXXII, 382; 1910. — V. BJERKNES, *ib.*, XXXIII, 839; 1910.

(3) *Ph. Zeitschr.*, X, 697; 1909.

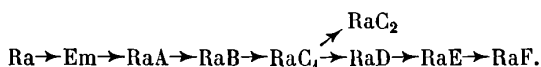
(4) *Ann. d. Ph.*, 4<sup>e</sup> série, XX, 345; 1906.

le plateau métallique. On obtient ainsi du radium C très pur. L'instrument de mesure électrique était un électroscope à rayon  $\beta$ . En absorbant le rayonnement du radium C<sub>1</sub> au moyen de feuilles de zinc, on obtient des rayons  $\beta$  qui disparaissent rapidement avec le temps : ils sont dus au RaC<sub>2</sub> dont la vie moyenne est 1,38 minute.

Les rayons  $\alpha$  du RaC sont dus au RaC<sub>1</sub>.

L'activité des rayons  $\beta$  du RaC<sub>2</sub>, obtenue par répercussion, serait  $\frac{1}{20.000}$  de celle du RaC.

Le RaD peut s'obtenir à partir du RaC ; il semble provenir uniquement du RaC<sub>1</sub> ; ce qui donnerait le schéma suivant :



II. — Ce travail, suite du précédent, a été exécuté dans le vide ( $\frac{3}{1\ 000}$  millimètre) ; les quantités de RaC<sub>2</sub> obtenues n'ont pas été plus grandes que lorsqu'on le prépare à la pression atmosphérique. La vie moyenne mesurée ici est inférieure à 1,4 minute. La quantité totale de RaC est plus grande que celle obtenue par M. Fajans.

O.-V. BAEYER, O. HAHN et MEITNER. — Emission de rayons  $\beta$  par le radium D.  
P. 378-386.

La préparation radioactive employée mélange de RaD, E, F était placée dans une rigole de verre de 2 millimètres de largeur et de profondeur et soumise à un champ magnétique. Les photographies montrent nettement l'existence de rayons  $\beta$ .

Le RaE seul ne présente pas les deux raies obtenues. Ces raies caractérisent le spectre magnétique des rayons  $\beta$  émis par le RaD.

Les constantes sont :

H $\rho$ .....	680	550
Vitesse rapportée à la vitesse de la lumière.....	0,37	0,34.

Ces recherches réduisent le nombre des substances radioactives sans rayonnement à deux : le mésothorium 1 et l'actinium.

A. GRUMBACH.

O. CORBINO. — Variations périodiques de résistance des fils métalliques fins rendus incandescents par du courant alternatif et conséquences relatives à leurs propriétés thermiques (1). — P. 292-295.

On sait que, dans un circuit soumis à une tension alternative, la présence d'un conducteur de résistance variable influe sur la forme de la courbe de courant. Au moyen de considérations théoriques, l'auteur, dans une étude antérieure (2), avait obtenu pour la courbe de courant dans une lampe à incandescence, soumise à une tension sinusödale  $e_0 \sin \omega t$ , l'équation suivante :

$$i = \frac{e_0}{r_m} \left[ \left( 1 + \frac{a\theta}{2} \cos \varphi \right) \sin \omega t - \frac{a\theta}{2} \sin \varphi \cos \omega t - \frac{a\theta}{2} \sin (3\omega t - \varphi) \right]$$

$r_m$  désignant la résistance moyenne du filament,  $a$  son coefficient de température,  $\theta$  l'amplitude des variations de température qu'il éprouve. Il est évident que les deux derniers termes de l'équation sont toujours petits vis-à-vis du premier.

Pour vérifier expérimentalement ce résultat, l'auteur utilise une sorte de dispositif différentiel. Sur un tube de Braun agissent orthogonalement une petite bobine A, une grosse bobine B. La bobine B comporte deux enroulements identiques. Le premier est traversé par le courant à étudier; dans le second et dans la bobine A, circule le courant de la source. Les deux enroulements de B agissent en sens inverse. Si les courants qui les traversent suivent la même loi de variation, leur action pourra s'annuler par un réglage approprié. S'il n'en est pas ainsi, les termes complémentaires seront seuls mis en évidence.

L'auteur a réalisé ses expériences sur des lampes Osram de 16 et de 32 bougies, avec une source de courant alternatif à 105 volts, 42 périodes. La trajectoire du point lumineux du tube de Braun était relevée photographiquement. On constate qu'après réglage parfait du dispositif compensateur la courbe obtenue a la forme d'un 8. Quand on substitue aux lampes une résistance invariable, la courbe se réduit à une droite. A l'aide d'une troisième bobine convenablement disposée il est encore possible de compenser le terme en  $\cos \omega t$ . Il ne subsiste plus alors qu'un terme en  $\sin (3 \omega t \varphi)$ . La courbe résul-

(1) *Lincei Rendic.* (4), XX, p. 223-228; 1911.

(2) *Lincei Rendic.* (3), XIX, p. 133-141; 1910.

tante à l'allure bien connue d'une courbe de Lissajous obtenue par la composition de deux mouvements oscillatoires orthogonaux, l'un de ces mouvements ayant une fréquence triple de l'autre. On voit immédiatement que  $\varphi$  est voisin de  $90^\circ$ .

Certaines grandeurs difficilement accessibles peuvent être calculées au moyen des courbes relevées par cette méthode. On obtient immédiatement l'expression numérique de  $\alpha\theta$ ; et comme  $\alpha$  est, d'après les expériences d'Ebøling<sup>(1)</sup>, égal à  $\frac{1}{1500}$  pour les lampes expérimentées, on en déduit l'amplitude des oscillations de température qu'éprouve le filament. On trouve de la sorte  $10$  ou  $15^\circ$ , chiffre bien inférieur aux nombres indiqués par d'autres physiciens. Il est également aisé de calculer la capacité calorifique  $c$  et la chaleur spécifique  $k$  du filament. On en tire la valeur du rapport  $\frac{k}{a}$  qui se trouve être voisin de  $100$ . Il en résulte que, à la température de fonctionnement, la quantité de chaleur à fournir au fil pour élever sa résistance de  $\frac{1}{1000}$  est de  $0,1$  petite calorie par gramme.

PAUL DE LA GORCE.

W.-H. JULIUS. — Absorption sélective et diffusion anormale de la lumière dans les masses de gaz étendues. — P. 329-338.

Ce mémoire, traduit du hollandais, est la suite d'un travail paru précédemment dans la *Physikalische Zeitschrift*<sup>(2)</sup> et dont les résultats essentiels ont été reproduits dans *le Radium*<sup>(3)</sup> sous le titre de : « les raies de Fraunhofer et la dispersion anormale de la lumière. »

Dans le présent travail, l'auteur reprend rapidement la théorie générale de l'absorption de la lumière par les électrons; il montre notamment que, lorsqu'un électron possède comme période d'oscillation propre  $T'$  précisément la période  $T$  de la lumière incidente, il peut prendre une très grande amplitude, même si les impulsions sont très faibles, puisqu'elles se produisent environ 500 billions de fois par seconde. Au contraire, si la période d'oscillation  $T'$  est peu différente de  $T$ , l'amplitude est d'autant plus faible que la différence

(1) *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. IX, p. 90; 1910.

(2) *Phys. Zeitsch.*, XI, 56-71; 1910.

(3) *Le Radium*, VII, oct. 1910.

$\pm (T - T')$  est plus grande et que l'amortissement est plus petit. Les oscillations sont d'ailleurs si peu amorties que l'énergie cédée à l'électron est à peine égale au dixième de l'énergie incidente, lorsque les deux longueurs d'onde correspondantes diffèrent d'environ 0,01 unité Ångström.

Julius, s'appuyant sur ces principes, reproduit, en la complétant, la théorie indiquée par W. Voigt <sup>(1)</sup>. Il rappelle les courbes les plus simples qui donnent aux environs d'une raie spectrale la valeur de l'indice  $n$  et du produit  $n \cdot x$  de l'indice de réfraction par l'indice d'absorption.

Cette théorie est complétée par des considérations sur le facteur d'amortissement : c'est ainsi qu'on peut le mettre sous la somme de deux termes, dont l'un rend compte de l'absorption, le second de la diffusion. Le premier devient nul, comme Lorentz l'a montré à une certaine distance du milieu de la ligne d'absorption ; ce résultat est d'accord avec l'hypothèse de Planck sur le rayonnement.

Le terme de diffusions est donné par la loi de Rayleigh :

$$s = \frac{32\pi^3 (n - 1)}{3N\lambda^4},$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $N$  le nombre des molécules diffusantes par unité de volume. En appliquant ces idées au calcul de l'énergie  $R$  rayonnée vers l'extérieur par une certaine masse de gaz, on arrive, pour cette énergie, à une expression compliquée qu'il s'agit de discuter. On peut notamment tracer au voisinage d'une raie spectrale la courbe des intensités lumineuses en fonction de la longueur d'onde. Si l'on ne tient compte que de la diffusion et non de l'absorption, on voit que l'intensité s'annule au milieu de la raie, et présente deux maximums dissymétriques de part et d'autre.

Les résultats obtenus concordent bien avec les observations de Charles-E. Saint-John <sup>(2)</sup> sur les raies du calcium du spectre solaire. Malheureusement les régions de diffusion anormale sont tellement étroites que, dans la plupart des raies produites par les grandes masses gazeuses (soleil, étoiles, etc...), la vérification expérimentale ne peut en général être effectuée avec les moyens dont on dispose actuellement.

MARCEL BOLL.

<sup>(1)</sup> *Magneto und Elektro-Optik*, 107; 1908.

<sup>(2)</sup> *Astrophysical Journal*, XXXII, 38-82; 1910.



F. KRUGER. — Sur l'application de la thermodynamique à la théorie électronique de la thermo-électricité. — I. *Phys. Zeitschr.*, XI (1910), 860. — II. *Id.*, XII (1911), 360.

Dans ces deux mémoires très remarquables, l'auteur montre comment l'application des principes de la thermodynamique à la théorie électronique de la thermo-électricité éclaire les problèmes d'un jour nouveau, et permet d'arriver aisément à des résultats que la théorie cinétique des métaux n'atteindrait que péniblement.

I. Considérons le circuit, formé par un fil de métal A, un fil de métal B, qui lui est soudé. Les deux autres extrémités de A et B se trouvent en regard dans le vide. Le tout est à la température T. L'auteur part de l'hypothèse suivante : A toute température les métaux émettent dans le vide des électrons jusqu'à ce que ceux-ci exercent une pression maxima P (cf. la théorie des piles de Nernst et les expériences de Richardson).

Si la pression des électrons dans le vide est  $p$ , la différence de potentiel entre le métal A et le vide est :

$$E'_a = RT \ln \frac{P_a}{p}$$

La différence de potentiel entre B et le vide est :

$$E'_b = RT \ln \frac{P_b}{p}$$

$$E' = E'_a - E'_b = RT \ln \frac{P_a}{P_b}$$

représente, d'après la loi des tensions de Volta, la différence de potentiel à la soudure entre les deux métaux A et B.

II. En appliquant la formule de Clapeyron aux électrons, on trouve :

$$(1) \quad \frac{dE'}{dT} = \frac{E' + q}{T}$$

où  $q$  représente la différence des chaleurs moléculaires de vaporisation des électrons dans les métaux A et B, c'est-à-dire  $q = q_a - q_b$ .

III. Mais on peut écrire :

$$q_a = q_{a_1} + q_{a_2} \quad q_b = q_b + q_b$$

$q_{a_1}$  et  $q_{b_2}$  étant les chaleurs de dissociation des électrons dans les

deux métaux,  $q_{a_2}$  et  $q_{b_2}$  les chaleurs nécessaires pour les faire passer de l'intérieur du métal dans le vide.

Lorsqu'on fait passer un courant dans un circuit contenant les deux métaux A et B, les électrons, en traversant leur surface de séparation, absorbent une quantité de chaleur  $q_{a_2} - q_{b_2}$ . Il faut de plus effectuer un travail  $E'$  contre les forces électriques.

La chaleur de Peltier  $\pi$  est donc égale à  $E' + (q_{a_2} - q_{b_2})$ . Lord Kelvin a montré que la force électromotrice thermo-électrique dans un circuit de deux métaux, dont les deux soudures se trouvent aux températures  $T$  et  $T + dT$ , est donnée par :

$$dE = \pi \frac{dT}{T}$$

donc :

$$dE = [E' + (q_{a_2} - q_{b_2})] \frac{dT}{T},$$

mais, d'après (1), la différence  $dE'$  des deux chutes de potentiel aux soudures est donnée par :

$$dE' = (E' + q) \frac{dT}{T}.$$

La différence :

$$dE'' = dE - dE' = - (q_{a_1} - q_{b_1}) \frac{dT}{T}$$

représente la chute de potentiel due aux inégalités de température à l'intérieur des métaux :

$$dE''_a = - q_{a_1} \frac{dT}{T}$$

par exemple, à l'intérieur du métal  $b$ .

IV. On trouve de même que la chaleur dépensée par effet Thomson dans le métal A a pour valeur :

$$\sigma_a dT = dE''_a - r_a dT \quad \text{où} \quad r_a = \frac{d\sigma_a}{dT}$$

est la chaleur spécifique moléculaire des électrons.

Les chaleurs de Peltier et Thomson se composent donc chacune de deux parties, l'une d'origine électrique ( $E'$  et  $dE''$ ), l'autre d'origine purement calorifique ( $q_{a_1} - q_{b_1}$  et  $r_a$ ).

L'auteur termine par la discussion d'un mémoire de Bädeker.

E. WERTHEIMER. — La constante  $h$  de Planck et l'expression  $h\nu$ . — P. 408

L'auteur essaye de remplacer les résonateurs de Planck par des atomes constitués par un électron tournant autour d'un centre positif. Il reste constamment dans le vague et oublie l'énergie magnétique de tels systèmes.

J.-S. STARK. — Réponse à Kayser. — *Ann. d. Phys.*, 1911, p. 1011.

W. STEUBING. — Sur la spectroscopie de l'oxygène. Réponse à Kayser. *Ann. d. Phys.*, 1911, p. 1003.

A.-L. BERNOULLI. — Une relation empirique entre la série des tensions de Volta et les constantes optiques des métaux. — *Phys. Zeitschr.*, XI (1910), 1173.

Posons, pour un métal et une longueur d'onde donnés :

$$\omega = \cotang^3 \bar{\varphi} \cdot 4 \sin \bar{\psi}.$$

$\varphi$  étant l'angle d'incidence principal et  $\psi$  l'azimuth principal correspondant. Appelons  $n$  la valence de l'ion du métal.

D'après M. Bernoulli,  $\frac{\omega}{n}$  varie dans la série des métaux en fonction linéaire, des potentiels qu'ils présentent dans la série de Volta (me suré par rapport à une électrode d'hydrogène).

V. FRIEDERICKSZ. — Quelques nombres relatifs à la relation nouvelle découverte par M. Bernoulli entre les constantes optiques et les potentiels des métaux. — p. 346.

Une discussion serrée des tableaux de nombres donnés par M. Bernoulli, ainsi que de quelques données nouvelles, montre qu'il ne reste rien de la relation empirique qu'il avait cru découvrir.

E. BAUER.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE

T. LXXVI; 1811

TRAUTZ. — Le coefficient de température de la vitesse des réactions chimiques. — P. 129-145.

L'existence d'un maximum pour ce coefficient peut s'expliquer soit au moyen de la Thermodynamique, soit par la théorie moléculaire

des gaz. Dans le premier cas, il suffit d'admettre que la réaction totale peut être considérée comme la somme d'une ou de plusieurs réactions lentes donnant naissance à des produits intermédiaires, et de la destruction rapide de ces produits, dont la nature peut varier suivant les conditions. L'expression du coefficient de température de la vitesse montre qu'il doit passer par un maximum pour une certaine température, en général élevée. Il en résulte qu'aux températures voisines de celle-là les réactions intermédiaires seront nombreuses et rapides, et le spectre d'émission sera surtout un ensemble très varié de spectres de réactions. Dans le deuxième cas, il suffit de joindre à la loi de distribution des vitesses moléculaires cette hypothèse que le choc de deux molécules n'amène une réaction que si leur énergie interne est suffisamment grande ; les produits intermédiaires seront dus à l'émission d'ions ou à d'autres phénomènes intramoléculaires.

T. et A. SVEDBERG. — La vitesse de diffusion et la grandeur relative des molécules dissoutes. — P. 145-155.

Il résulte d'expériences antérieures faites sur l'or colloïdal, que le coefficient de diffusion  $D$  est donné par la relation :

$$D = k \frac{RT}{N} \frac{1}{6\pi\alpha P},$$

où  $k = \frac{64}{27}$ ,  $N$  la constante d'Avogadro,  $\alpha$  la viscosité du dissolvant,  $P$  le rayon de la particule. Les autres conditions étant les mêmes,  $D$  est inversement proportionnel au diamètre de la molécule. Or les solutions des molécules organiques complexes dans un dissolvant simple, tel que l'alcool méthylique, peuvent être assimilées aux colloïdes. On déterminera  $D$  par l'expérience, tandis que les valeurs relatives de  $P$  seront données par les formules de constitution des divers corps. Si la loi s'applique à ce cas, ce sera une justification de la théorie moléculaire et de la valeur des formules développées. Les expériences ont porté sur la benzine, la naphthaline, le diphenyle, le triphénylméthane, la pyridine et la quinoléine ; l'accord avec la loi est assez bon.

JOSEPH. — L'action du brome sur l'acide formique. — P. 156-160.

SCHEFFER. — Equilibres hétérogènes se produisant dans la dissociation de certaines combinaisons. — P. 161-173.

Il s'agit des équilibres hétérogènes qui peuvent se produire dans le système hydrogène sulfuré-ammoniac. Dans cette troisième partie, l'auteur reprend par une méthode plus précise les déterminations faites précédemment aux basses températures, et donne le résultat complet de l'étude du système de ces deux corps.

KIRSCHNER. — Le monohydrate du chlorure de Baryum  $BaCl_2 \cdot H_2O$ .  
P. 174-178.

BAIN et TAYLOR. — Contribution à l'étude des solutions de savons ; les solutions de palmitate de sodium. — P. 179-209.

L'étude de la conductibilité électrique à  $90^\circ$  des solutions aqueuses de palmitate de sodium dont la concentration varie de 0,01 à 2 fois la concentration normale montre que la conductibilité est environ la moitié de celle de l'acétate de sodium et que, même en solutions très concentrées (56 0/0), les savons sont un mélange de palmitate acide colloïdal et de lessive de soude ; on a affaire à un équilibre complètement réversible entre l'électrolyte, l'hydrosol et le coagulum. Enfin la courbe de variation de la conductibilité avec la dilution a une allure très particulière. La conductibilité moléculaire passe par un maximum pour la solution  $\frac{1}{2}$  normale et par un minimum pour une solution  $\frac{1}{5}$  ou  $\frac{1}{10}$  normale ; même en solution normale, le palmitate est hydrolysé.

CORNISH. — Mesures de densités des solutions de savons. — P. 210-211.

P. von WEIMARN. — Contribution à l'étude de la nature des systèmes dilués.  
P. 212-230.

Il s'agit d'un essai de classification générale des systèmes dilués rapprochant les colloïdes des dissolutions. En partant des idées de W. Ostwald <sup>(1)</sup> on peut diviser tous les systèmes binaires dilués en trois types.

---

(1) *Grundriss der Kolloidchemie*, 1909.

1° Un type de systèmes dans lesquels il y a diminution progressive du degré de dispersion des phases diluées, par exemple cristallisation lente d'un solide de sa dissolution, séparation de deux liquides; ces systèmes possèdent de l'énergie superficielle de première espèce qui se transforme lentement en d'autres formes de l'énergie et surtout en chaleur;

2° Dans les systèmes du second type, il y a augmentation progressive du degré de dispersion des phases diluées, par exemple la dissolution lente; ces systèmes possèdent de l'énergie superficielle de deuxième espèce qui tend à augmenter la surface;

3° Le troisième type entre en jeu au voisinage du passage d'un système à une phase à un système à deux phases; il y a alors équilibre cinétique entre les deux transformations de sens inverse et lutte entre les énergies superficielles de première et de deuxième espèce. Des exemples de ces trois types se rencontrent dans les systèmes binaires liquide-solide. Au premier type appartient la cristallisation de  $\text{SO}^4\text{Ba}$  de sa solution colloïdale étendue dans l'alcool; au deuxième type, la formation de la solution de tellure dans l'eau en présence de  $\text{KOH}$  et de l'oxygène de l'air; le troisième type n'a pas été observé; on le rencontrera probablement en étudiant les solutions de  $\text{SO}^4\text{Ba}$  dans  $\text{SO}^4\text{H}^2$  concentré entre  $150^\circ$  et  $170^\circ$ .

Enfin, au voisinage des conditions où on obtient le troisième type, on aura des mélanges des types *I* et *III* ou *II* et *III*.

La dissolution véritable est comprise dans le type *III*; il y a équilibre cinétique entre l'ionisation et la reformation des molécules. L'auteur termine par la critique des théories de Pawlow <sup>(1)</sup>.

MENZIES. — Une méthode de détermination des poids moléculaires des corps dissous par des mesures de tensions de vapeur. — P. 231-240.

L'appareil donne directement la diminution de la tension de vapeur; la précision des mesures vaut celle de la méthode ébullioscopique.

NAGORNOU, ZEMCUZNY et KURNAKOW. — La pression d'écoulement des mélanges isomorphes de dérivés paradihalogènes du benzène. — P. 244-250.

La pression qui donne dans les mêmes conditions la même vitesse d'écoulement varie avec la concentration. La courbe de variation présente un minimum anguleux pour la concentration qui correspond

(<sup>1</sup>) *Z. f. ph. Ch.*, t. LXV, 1909.

à un composé défini; la méthode paraît très sensible pour montrer l'existence des combinaisons dans les mélanges isomorphes.

SMITH et MENZIES. — Etude quantitative de la décomposition de la vapeur de calomel. — P. 251-254.

Cette vapeur est entièrement décomposée en Hg et HgCl<sup>2</sup>; elle ne contient aucune molécule HgCl ou Hg<sup>2</sup>Cl<sup>2</sup>; de plus la dissolution de calomel dans le mercure conduit à la formule HgCl.

ROSENTHALER. — La spécificité stéréochimique des catalyseurs. — P. 255-256.

JELLINEK. — La conductibilité électrique et la dissociation de l'hydrosulfite de sodium et de l'acide hydrosulfureux comparées à celles des combinaisons oxygénées analogues du soufre. — P. 257-354.

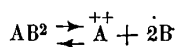
Il s'agit d'un travail expérimental important sur la dissociation des électrolytes ternaires.

Dans une première partie, purement expérimentale, l'auteur a mesuré : 1° les conductibilités des solutions aqueuses de l'hydrosulfite de sodium à 0°, 18°, 25° et a calculé leur coefficient de température; il varie peu avec la concentration; 2° la mobilité des ions, S<sup>2</sup>O<sup>4</sup> à 25°; elle est égale à 69 et son coefficient de température a été calculé; 3° les mêmes grandeurs pour les solutions très instables de l'acide hydrosulfureux. Dans tous les cas, les résultats sont rapprochés de ceux qu'on obtient en effectuant les mêmes mesures sur toutes les combinaisons oxygénées analogues du soufre.

Dans la deuxième partie, l'auteur cherche comment, de ces résultats on peut déduire le degré de dissociation des solutions aqueuses des électrolytes ternaires. Pour les solutions concentrées où la dissociation se représente par le schéma :

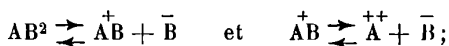


et pour les solutions extrêmement diluées où l'on a le schéma :



c'est-à-dire quand il n'existe que deux espèces d'ions, le degré de dissociation se mesure par les deux méthodes ordinaires: conductibilité

électrique et pression osmotique (cryoscopie). Mais, pour les solutions étendues dans lesquelles il existe des ions intermédiaires AB, la dissociation se fait en même temps suivant les deux schémas :



les méthodes précédentes ne donnent qu'un résultat d'ensemble et, pour avoir les deux degrés de dissociation correspondants aux deux schémas, il faut faire intervenir la loi d'action des masses.

Ces considérations sont appliquées à l'étude du degré de dissociation de toutes les combinaisons oxygénées acides du soufre et de leurs sels de sodium; pour toutes, on a constaté l'existence d'ions intermédiaires AB dissociables; de ces mesures, on déduit les deux constantes d'affinité de chacun des acides; par exemple pour l'acide sulfureux, la mobilité de l'ion intermédiaire  $SO^3H$  est de 52 à 25° et la deuxième constante d'affinité est égale à  $5 \times 10^{-6}$ .

MENZIES. — Un appareil commode pour la mesure des densités de vapeurs des corps volatils. — P. 355-359.

C'est l'appareil déjà décrit<sup>(1)</sup>, au moyen duquel on mesure l'élévation de pression produite dans un espace clos par la vapeur provenant d'une masse connue du corps, vaporisée complètement.

SPENCER. — Une électrode de troisième espèce pour la mesure des potentiels de l'ion thallium. — P. 360-366.

La mesure directe du potentiel des solutions de sels de thallium avec des électrodes de ce métal est extrêmement difficile; on tourne la difficulté en employant une électrode de mercure au contact avec une solution d'un sel de thallium, saturée d'iodures de thallium et de mercure. Dans l'équation définitive de la théorie de Nernst, le mercure disparaît.

A. SÈVE.

---

(1) *Z. f. Phy. Ch.* (T. LXXVI. p. 234).



**VOLTMÈTRE ÉLECTROSTATIQUE  
A LECTURE DIRECTE POUR TRÈS HAUTE TENSION ;**

Par MM. H. ABRAHAM et P. VILLARD.

Il semble, à première vue, que la réalisation d'un voltmètre électrostatique auquel il soit possible d'appliquer des tensions de 200 à 300 kilovolts doive présenter les plus grandes difficultés et conduire à des dimensions excessives.

L'étude que nous poursuivons sur les décharges à haute tension nous a montré qu'un tel appareil peut, au contraire, être aisément réalisé avec des dimensions très acceptables. En raison même des tensions élevées mises en jeu, on dispose de forces relativement considérables qui permettent d'adopter, pour l'amplification des mouvements, des dispositifs mécaniques, grâce auxquels on obtient la lecture directe par déplacement d'une aiguille sur un cadran.

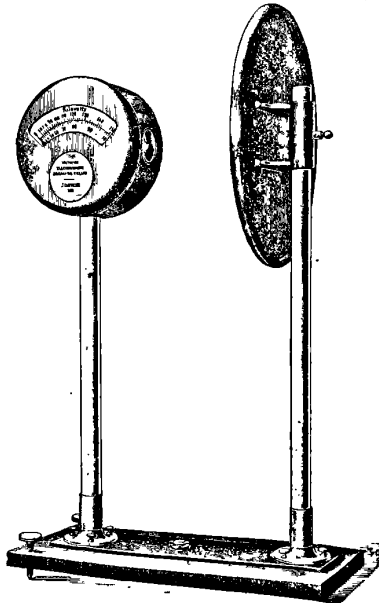


FIG. 1.

L'instrument, très habilement construit sur nos indications par les ateliers Carpentier (fig. 1), se présente sous la forme d'une boîte  
*J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I. (Juillet 1911.)

cylindrique d'une vingtaine de centimètres de diamètre, à angles fortement arrondis, portée par une haute colonne de verre. A l'intérieur de la boîte (*fig. 2*), une tige horizontale AA', suspendue par deux minces rubans d'acier RR', de manière à former parallélogramme articulé, constitue un pendule à translation dont le mouvement se transmet par bielle et manivelle à une aiguille I se déplaçant sur un cadran visible au travers d'une fenêtre. Ce mécanisme, entièrement métallique, étant placé dans une enceinte conductrice fermée à laquelle il est relié, se trouve protégé électriquement d'une manière parfaite.

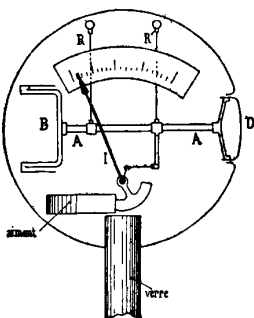


FIG. 2.

L'une des extrémités de la tige horizontale du pendule est pourvue d'un puissant amortisseur à air B; à l'autre extrémité se trouve l'organe soumis aux forces électriques. Cette pièce essentielle D est une capsule à bords droits, en aluminium embouti, dont le fond légèrement bombé, formant piston, affleure au niveau d'une ouverture pratiquée au milieu de la paroi cylindrique de la boîte.

L'ensemble de la boîte et de la capsule d'aluminium constitue ainsi un conducteur unique dont une partie de la surface est mobile et transmet comme il est dit plus haut son mouvement à l'aiguille indicatrice.

En face de la paroi mobile se trouve un large plateau attirant tenu verticalement par un support isolant. Suivant la distance à laquelle on fixe ce plateau, on peut donner au même appareil plusieurs sensibilités : un écartement de 10 à 20 centimètres convient pour des tensions ne dépassant pas 200 kilovolts.

Le fonctionnement de l'appareil repose sur le même principe que

celui de l'électromètre sphérique absolu de M. Lippmann. Sous l'effort de la pression électrostatique, la capsule d'aluminium se déplace vers le plateau, jusqu'à ce que la force antagoniste développée par la translation du pendule AA'RR' fasse équilibre à la force électrique.

L'amortissement tant du pendule AA', que de l'aiguille indicatrice, a été à dessein réglé à une valeur très supérieure à celle des instruments ordinaires, ampèremètre, voltmètre, etc., dits apériodiques, dans lesquels on laisse subsister une ou deux oscillations pour avoir un contrôle permanent de la mobilité du pivotage. L'appareil qui fait l'objet de cette description est en effet destiné surtout à des expériences au cours desquelles il arrivera très souvent que la tension sera ramenée brusquement à zéro, d'où un choc, dont la répétition fréquente pourrait fausser peu à peu les indications de l'appareil en en déplaçant le zéro. Pour cette raison, l'appareil est réglé à l'amortissement critique, ou un peu au delà.

La distance qui sépare le plateau de la boîte électrométrique (20 centimètres pour 200 kilovolts) est largement suffisante pour des essais où l'on mesure une tension continue, et au cours desquels on n'a pas à craindre de surtensions accidentelles.

Il est d'ailleurs facile d'augmenter beaucoup le coefficient de sécurité de l'instrument, comme il convient de le faire s'il s'agit de mesurer une tension alternative : il suffit d'augmenter la distance qui sépare le plateau attirant de la boîte à paroi mobile.

*Exactitude des indications de l'instrument.* — En raison même des dangers que présente le maniement des hautes tensions, on est toujours conduit à ne rien laisser au voisinage de l'instrument et à effectuer les lectures à distance. Le plateau attirant est, par suite, le seul corps qui ait sur la pièce mobile une action appréciable, et l'appareil peut se passer de cage protectrice.

Au point de vue de l'électrostatique élémentaire, la force motrice paraîtrait devoir être entièrement définie par la valeur de la différence de potentiel appliquée à l'instrument. Il en serait ainsi du moins dans le vide. Mais il ne faut pas oublier que l'expérience a lieu dans l'air. Aux très hautes tensions, sans même qu'il se produise aucune aigrette ou lueur appréciable, la densité électrique cubique de l'air n'est pas exactement nulle ; la forme et la distribution des lignes de force ne sont pas définies uniquement par la forme et la distance des

conducteurs en présence, et les théorèmes élémentaires de l'électrostatique cessent d'être rigoureusement applicables.

L'expérience montre en effet que, pour les tensions élevées, on observe de légères variations dans les lectures quand on change le signe de la différence de potentiel ou bien quand on relie au sol l'une ou l'autre des électrodes. Ces perturbations paraissent dues aux charges en mouvement dans l'air; la différence des mobilités des ions des deux signes explique sans doute l'influence des changements de polarité sur les indications de l'appareil.

Pour des mesures de précision, on peut rendre ces écarts insensibles en adaptant à la boîte du voltmètre un large anneau de garde entourant l'ouverture dans laquelle se déplace la capsule d'aluminium. L'instrument est alors symétrique et devient en même temps physiquement correct. Il est probable que le grand développement donné au système de garde a pour effet de *filtrer* l'air en le dépouillant des ions des deux signes, ions qui sont absorbés par les bords des plateaux, avant d'arriver au voisinage de la paroi mobile de l'électromètre.

*Éclatement des étincelles sur les bords des plateaux.* — Entre plateaux parallèles, l'étincelle a toujours une tendance à se produire au bord des plateaux, non seulement en raison de la courbure des surfaces, mais sans doute aussi à cause de l'action des charges existant dans l'air.



FIG. 3.

On augmente beaucoup le coefficient de sécurité des appareils en donnant aux bords des plateaux de garde une forme spéciale. Il est avantageux de leur donner un profil en spirale, qui augmente peu à peu leur écartement à mesure que s'accroît leur courbure (*fig. 3*). On doit éviter toute variation rapide de courbure qui faciliterait l'éclatement de l'étincelle disruptive.

*Sensibilité en fonction de la distance.* — Entre plateaux parallèles indéfinis, le champ produit par une différence de potentiel don-

née varie exactement en raison inverse de la distance. La sensibilité d'un appareil où la paroi mobile appartiendrait à la surface de l'un de ces plateaux serait donc inversement proportionnelle à leur distance.

Il en est tout autrement pour un système de conducteurs tel que celui de la figure I, qui est très analogue au système classique : sphère et plan indéfini.

Dans ce dernier cas, la distribution électrique est la même que si le plan était remplacé par la sphère symétrique, image électrique de la première par rapport au plan en question. Or la densité électrique sur un système de deux sphères portées à des potentiels différents varie beaucoup moins vite que l'inverse de leur distance, et si l'on augmente celle-ci, depuis par exemple quatre fois le rayon des sphères, jusqu'à l'infini, la valeur du champ à la surface ne diminue que dans le rapport de 7 à 5 environ.

La sensibilité de l'appareil ne diminue donc pas proportionnellement à la distance ; pour un appareil où l'étendue de l'échelle correspond à 100 kilovolts pour une distance de 10 centimètres entre le plateau et la boîte métallique, il suffira de 150 kilovolts environ pour faire parcourir à l'aiguille toute la graduation quand on portera la distance à 20 centimètres.

*Voltmètre unipolaire.* — D'après ce qui vient d'être dit, on peut, sans réduire beaucoup la sensibilité, éloigner indéfiniment le plateau, et même le supprimer, c'est-à-dire remplacer son action par celle du sol, en ayant soin que celui-ci soit suffisamment éloigné pour que sa distance à l'appareil n'intervienne pas dans la distribution de l'électricité à la surface du voltmètre. Dans ces conditions, les déplacements de l'aiguille mesurent bien entendu le potentiel par rapport au sol. L'instrument est réduit alors à la boîte à paroi mobile qu'on a soin de tenir à au moins 1 mètre de distance des objets environnants. La sensibilité reste largement suffisante pour des potentiels de l'ordre de 100 kilovolts, et ce voltmètre unipolaire, qui offre toute sécurité, convient particulièrement pour la mesure des tensions extrêmes de 200 à 300 kilovolts.

## SUR LA PERCEPTION DES LUMIÈRES BRÈVES A LA LIMITE DE LEUR PORTÉE;

Par MM. A. BLONDEL et J. REY (1).

## § 1. — OBJET DE CETTE RECHERCHE.

Les lois de la perception des lumières brèves offrent un très grand intérêt, non seulement au point de vue théorique et philosophique, mais encore par les applications importantes auxquelles donnent lieu dans la pratique les signaux rapides. Aussi, depuis longtemps, de nombreux expérimentateurs tels que Helmholtz, Brücke (1866), Exner (1868), Allard (1872), Kunkel (1874), Swan (1849), Charpentier (1887-1890), Broca et Sulzer (1902), Martius (1902), Mac Dougall (1904), etc., se sont-ils préoccupés d'étudier la variation de la sensation lumineuse en fonction du temps. C'est à MM. André Broca et Sulzer que nous devons la connaissance la plus complète et la plus scientifique de cette variation.

Les courbes (*fig. 1*) qu'ils ont obtenues (2) en comparant l'éclat produit sur un écran par une lumière brève avec un éclat permanent produit par une source-étalon, montrent comment varient les sensations apparentes en fonction du temps pour des éclaircissements très variés mesurés en lux (3); elles ont, pour la première fois, établi avec précision que, sauf pour les lumières d'intensité très faible, la sensation lumineuse passe par un maximum au bout d'un temps assez court, et n'atteint ensuite que lentement la valeur permanente (4).

Ces courbes ne donnent cependant pas la solution du problème que nous envisageons ici, qui est celui de la perception *limite* (c'est-

(1) Un court résumé de ce travail a été présenté à l'Académie des Sciences, dans sa séance du 3 juillet 1911.

(2) *La sensation lumineuse en fonction du temps* (*Journal de Physiologie et de Pathologie générale*, n° 4, juillet 1902).

(3) 1 lux =  $\frac{1}{10}$  millilumen par centimètre carré; c'est l'éclaircissement produit par une bougie à 1 mètre.

(4) Helmholtz, Brücke et Exner avaient déjà signalé l'existence d'un maximum et reconnu que le temps nécessaire pour l'atteindre est d'autant plus court que l'intensité lumineuse excitatrice est plus grande; mais leurs méthodes étaient fort sujettes à critique et Charpentier, qui avait repris des expériences analogues, n'avait pas retrouvé ce maximum parce qu'il opérait sur des lumières trop faibles; en outre, son appareil ne découvrait pas instantanément la plage observée.

à-dire au seuil de la sensation) des lumières faibles. Car leurs intersections avec une horizontale correspondant au seuil de la sensation sont imprécises. D'ailleurs (et ceci est une objection de principe), dans le cas du seuil, l'impression ne suit pas une courbe, mais apparaît brusquement avec une valeur juste perceptible, lorsque l'action de la lumière a été suffisante en intensité et en temps ; sinon il n'y a pas de sensation du tout.

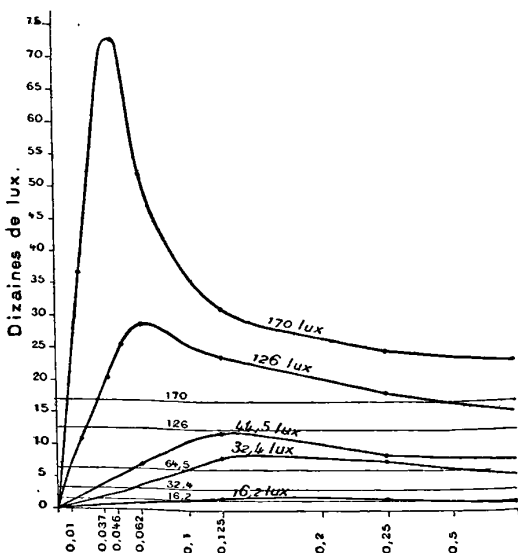


FIG. 1. — Courbes de Broca et Sulzer, représentant la variation des impressions lumineuses apparentes en fonction du temps, pour divers éclairages de la plage observée.

Une comparaison matérielle permet de préciser cette différence importante : dans les expériences de MM. Broca et Sulzer, l'œil paraît se comporter sensiblement comme un galvanomètre soumis à l'action d'un courant pendant une partie du temps de l'oscillation elle-même, et dont l'amortissement varie en fonction inverse de l'intensité lumineuse agissante, car la sensation dépasse le régime permanent dans une proportion d'autant plus grande que l'intensité lumineuse agissante est plus grande.

Au contraire, dans le cas que nous allons étudier, l'impression lumineuse est plus courte, ou au plus aussi longue que la durée d'apparition du seuil de la sensation ; l'œil se comporte alors comme

un galvanomètre balistique intégrant l'excitation. Nous avons recherché quelle est la loi de cette intégration en fonction de l'intensité d'éclairement lumineuse agissante et de son temps d'application.

Ce problème a déjà été étudié imparfaitement par différents auteurs. Déjà en 1834, Talbot (1), étudiant la loi « Talbot-Plateau » de la persistance des impressions lumineuses basée sur l'expérience bien connue du disque rotatif, avait conclu que la sensation doit être proportionnelle au temps d'action de la lumière; Swan (2) avait énoncé plus clairement la même idée. La question n'a été cependant précisée que par les travaux plus récents de Bloch (3) et de Charpentier (4).

M. Bloch a cru établir que l'excitation utile pour la production de la sensation minimum était sensiblement constante et proportionnelle au produit de l'éclairement par le temps; M. Charpentier, qui a vérifié cette loi entre certaines limites, admettait que l'établissement de l'impression rétinienne  $e$  produite par un éclairement  $E$  de faible durée  $t$  se fait suivant une loi linéaire  $e = Et$ . Il en résultait immédiatement que les impressions lumineuses produites sur la rétine par deux sources d'intensité différente, doivent être égales, si ces sources agissent pendant des temps inversement proportionnels aux éclaircissements qu'elles produisent; d'où  $Et = \text{constante}$ . M. Charpentier avait cru reconnaître que la loi de proportionnalité des impressions au temps n'était vraie que jusqu'au moment où l'on atteignait la sensation permanente; il avait déterminé ce temps pour différentes intensités lumineuses (malheureusement toutes notablement supérieures à l'intensité limite perceptible) et avait trouvé ainsi des chiffres variant entre  $1/8$  et  $1/10$  de seconde et paraissant proportionnels à une puissance  $1/3$  ou  $1/4$  de l'éclairement absolu. Il admettait que toutes les lumières durant plus longtemps étaient perçues intégralement, comme si elles étaient permanentes.

M. Mac Dougall (5), opérant par une méthode plus perfectionnée, avait trouvé nécessaire de porter cette durée à  $1/5$  de seconde pour

(1) *Philosophical Magazine*, 1834, série 3, vol. V, p. 327.

(2) *Transactions of the Royal Society of Edinburgh*, 1849.

(3) *Comptes Rendus de la Société de Biologie*, 1885, 8<sup>e</sup> série, t. II, p. 495.

(4) *Ibidem*, 1887, t. II, p. 5.

(5) *Journal of Psychology*, vol. I, part. 2, June 1904. — Mac Dougall a aussi signalé l'extraordinaire rapidité avec laquelle retombe la sensation lumineuse, après qu'elle a atteint son maximum, mais sans préciser la courbe d'une façon détaillée.



les lumières faibles. L'un de nous (1) avait, dès 1893, signalé que l'on ne peut pas admettre la discontinuité résultant de la variation brusque d'inclinaison de la courbe de sensation au moment de la perception intégrale, car *natura non fecit angulos*; il avait donc proposé de remplacer la ligne droite de sensation par une courbe se raccordant à l'horizontale au même point. Une meilleure explication des résultats de Charpentier peut être aujourd'hui trouvée dans les courbes de la figure 4, dont la première partie à partir de l'origine s'élève en effet sensiblement en ligne droite jusqu'aux horizontales de la sensation permanente; il est vraisemblable que MM. Bloch et Charpentier ont cru que les courbes s'arrêtaient à ces horizontales. Comme elles se prolongent plus haut, la loi de Bloch perd tout fondement philosophique.

Elle est d'ailleurs contredite par l'expérience elle-même, dès que l'on considère des lumières très faibles et réellement voisines de la limite de sensation; car on ne trouve plus alors de temps limite d'addition. C'est ainsi que, dans les expériences de MM. Broca et Sulzer, le temps nécessaire pour la sensation permanente a varié entre 1 seconde pour les lumières fortes et 2 secondes 1/2 pour les lumières faibles, et que M. Ribière, expérimentant par un moyen et à un point de vue différents, a trouvé (2) que la portée limite d'une lumière brève croît presque indéfiniment avec la durée de celle-ci et reste toujours inférieure à celle que donne la même intensité à l'éclat permanent.

Ces faits nous ont permis de supposer que le produit *Et* doit croître au fur et à mesure que l'intensité de la lumière se rapproche au seuil de la sensation, et que la loi de Bloch ne doit être applicable qu'à des lumières intenses et très brèves. D'ailleurs, il nous paraît évident *a priori* que le temps nécessaire pour découvrir dans l'espace le point où se produit une lumière ponctuelle, juste capable de produire en régime permanent le seuil de la sensation, doit être si grand que pratiquement l'œil, en cherchant ce point, ne restera jamais assez longtemps fixé sur lui pour le découvrir.

Nous avons été ainsi conduits à induire que la loi discontinue de Bloch et Charpentier doit être remplacée par une loi continue dans

---

(1) A. Blondel, *On Flash-Lights and the physiological perception of Instantaneous Flashes* (Proc. of International Maritime Congress, London, 1893, sect. IV, p. 39).

(2) M. RIBIÈRE, *Phares et Signaux maritimes*, 1908, p. 15.

laquelle la durée de perception d'une lumière juste capable de produire le seuil de la sensation soit infinie. Si l'on trace, en coordonnées rectangulaires, une courbe ayant pour abscisses les temps et pour ordonnées les éclairagements agissants  $E$ , la loi de Bloch  $Et = \text{constante}$  est figurée par une hyperbole équilatère I ayant pour asymptotes les deux axes des coordonnées, tandis que la loi cherchée doit se rapprocher d'une hyperbole équilatère II, qui aurait pour asymptote une horizontale plus élevée  $E = E_0$  (en désignant par  $E_0$  l'éclairément minimum perceptible) et dont l'équation sera donc de la forme :

$$(E - E_0) t = C^{\text{te}}.$$

Ne voulant pas nous en tenir à cette induction théorique, nous avons cherché expérimentalement la loi de la relation entre  $E$  et  $t$  (lorsqu'ils produisent la sensation limite), en ayant soin d'utiliser de nombreux observateurs, tenus dans l'ignorance du résultat prévu.

## § 2. — MÉTHODES ET APPAREILS EMPLOYÉS.

Les observations ont porté sur des lumières brèves d'origine ponctuelle, c'est-à-dire produites par une source lumineuse artificielle ayant des dimensions inappréciables à l'œil nu; car c'est sous cette apparence que sont perçus les signaux à grande distance.

Toutes nos expériences ont été faites en laboratoire, afin d'éviter toutes les causes perturbatrices qu'on rencontre en plein air, telles que : variation de l'absorption atmosphérique, effet de l'éclairage ambiant, fatigue des observateurs, etc.; ce n'est que dans le laboratoire qu'on peut étudier les phénomènes de ce genre avec précision pour établir des lois, au moins approximatives.

On pouvait, dans ces conditions, se proposer soit de comparer l'effet d'une lumière brève à celui d'une lumière constante juste perceptible et servant de repère, soit comparer ensemble uniquement deux lumières brèves, dont l'une constante. C'est cette dernière méthode que l'expérience nous a démontré être la meilleure, car elle seule permet d'obtenir des impressions comparables entre elles. L'expérience nous a montré d'ailleurs que la fatigue des observateurs est beaucoup plus grande lorsqu'on prend comme terme de comparaison une lumière permanente au lieu d'un éclat. Cela tient, croyons-nous, à ce que la limite de perception est beaucoup moins nette dans l'obser-

vation d'un point lumineux permanent que dans celle d'un éclat bref.

Bien entendu, les éclats produits par les lumières brèves doivent se succéder à des intervalles assez éloignés pour que l'on n'ait pas à craindre d'influence mutuelle des deux impressions successives<sup>(1)</sup>; c'est pourquoi nous avons adopté en général une périodicité de trois secondes environ entre les apparitions successives des éclats.

Cela admis, nous avons opéré par la méthode d'égalisation, c'est-à-dire en cherchant à rendre égaux deux éclats brefs différant entre eux par les valeurs  $E$  et  $t$ . Cette égalisation peut être faite de deux façons : soit en examinant alternativement les deux éclats, chacun d'eux se faisant voir une fois sur deux, soit au contraire en les examinant simultanément. La première méthode a été déjà recommandée par Mac Dougall<sup>(2)</sup>, qui, du reste, ne les employait pas pour égaliser les éclats, mais pour déterminer les différences produisant des échelons sensibles dans la sensation. La seconde méthode a déjà été employée en 1893<sup>(3)</sup> par l'un de nous, qui faisait tourner un disque noir muni d'une fente radiale de largeur constante devant un écran noir recouvert de petits cercles égaux de papier blanc disposés le long d'un rayon<sup>(4)</sup>.

Mais cette méthode avait paru présenter à cette époque l'inconvénient que les sensations n'apparaissent pas simultanément; dans les présentes expériences on a reconnu qu'il suffisait pour obtenir la simultanéité apparente nécessaire, de faire, non pas commencer en même temps, mais terminer en même temps les excitations lumineuses.

Un appareil permettant de réaliser cette seconde méthode a été étudié par M. Marsat, ingénieur à la maison Sautter-Harlé, et à servi à exécuter la plus grande partie des expériences dont les résultats sont donnés plus bas. Un autre appareil permettant d'utiliser à volonté l'une ou l'autre des deux méthodes a été exécuté, sur le dessin de l'un de nous, par M. Camillerapp, ingénieur-constructeur. Nous allons les décrire tous deux sommairement.

(1) Cette condition est encore plus nécessaire quand on mesure des impressions supérieures à l'impression limite, car on a alors à craindre des images accidentelles consécutives, comme l'ont démontré Broca et Sulzer.

(2) *Loc. cit.*

(3) A. Blondel, *loc. cit.*

(4) La distance de l'axe de rotation au centre du premier petit cercle présentant un éclat affaibli donnait une mesure de la durée limite, qu'on croyait alors pouvoir déterminer.

*Appareil de M. Rey (fig. 2 et 3).* — Le dispositif employé est représenté schématiquement sur la *fig. 2*. Il comprend une source lumineuse *S* constituée par une lampe à incandescence formée d'un filament à deux branches en U, aussi rectilignes que possible.

La source réellement utilisée est formée d'une portion de l'une des branches du filament, dont la longueur est limitée par des écrans. Cette ligne lumineuse éclaire une petite lentille  $L_1$ , placée à une distance de 40 à 80 centimètres environ.

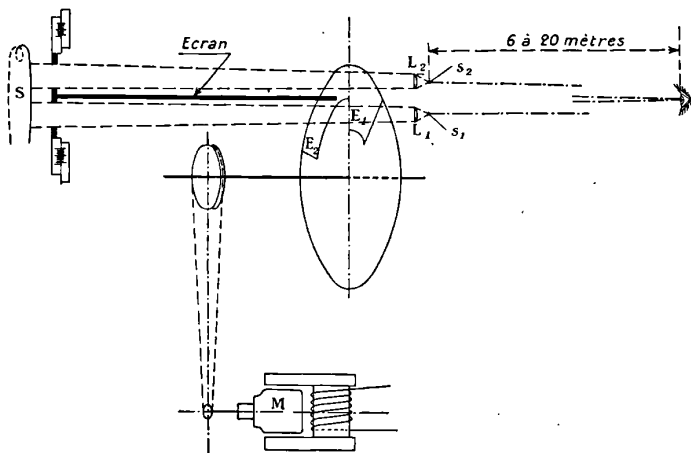


FIG. 2. — Schéma de l'appareil de M. Rey. — *S*, filament de lampe à incandescence devant lequel sont placés deux diaphragmes réglables;  $E_1, E_2$ , ouvertures angulaires variables ménagées sur le disque tournant;  $L_1, L_2$ , lentilles;  $S_1, S_2$ , images produites par les lentilles et servant de points lumineux; *M*, moteur.

L'image formée par cette lentille, qui n'a que 8 millimètres de longueur focale, constitue elle-même une source secondaire  $S_1$ , d'assez petites dimensions pour pouvoir être considérée comme une source ponctuelle pour l'œil de l'observateur situé à une distance de 6 à 20 mètres.

Une seconde lentille  $L_2$  est éclairée par une autre portion de la même branche du filament de la source *S*, portion dont on peut faire varier la longueur à volonté. L'image que donne la lentille  $L_2$  forme une deuxième source ponctuelle  $S_2$ , dont l'intensité peut être réglée à volonté, et se trouve proportionnelle à la longueur utilisée du filament lumineux.

Entre les lentilles  $L_1$  et  $L_2$  et la source lumineuse *S*, se trouve

placé un système d'écrans rotatifs, constitué par deux disques solidaires munis d'échancrures radiales et mis en mouvement, à vitesse constante, par un moteur électrique M.

L'ensemble du système est équivalent à un seul disque qui porterait deux échancrures, l'une de dimensions fixes et l'autre de largeur variable.

L'une des échancrures de largeur fixe  $E_1$  passe devant la lentille  $L_1$  et donne naissance à un éclat d'intensité et de durée constantes.

L'autre échancrure  $E_2$  passe devant la lentille  $L_2$  et donne naissance à un éclat de durée variable avec la largeur de l'échancrure et d'intensité également variable suivant la longueur du filament utilisé. Les échancrures sont placées de manière que les deux éclats soient simultanés.

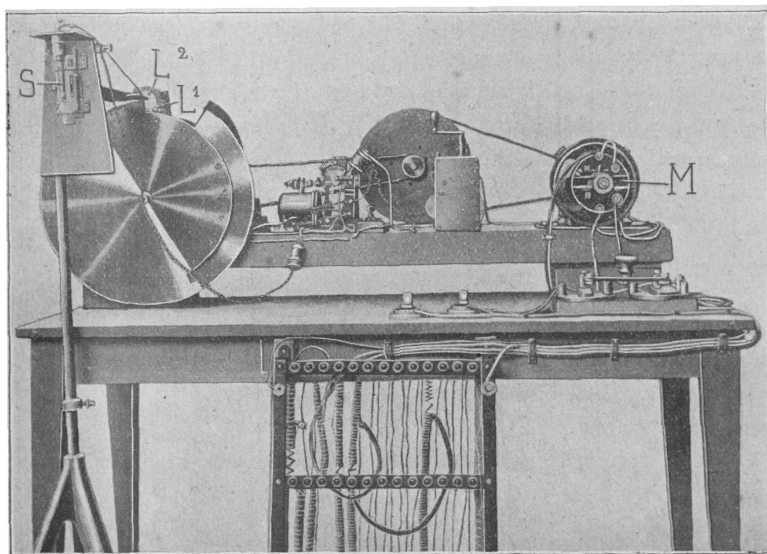


FIG. 3. — Photographie de l'appareil de M. Rey.

Le principe de la méthode de mesure est le suivant :

L'observateur compare les deux éclats en se rapprochant d'abord suffisamment de l'appareil pour les voir apparaître nettement. Il s'éloigne ensuite jusqu'à ce qu'il n'en voie plus apparaître qu'un seul. D'après son indication, l'opérateur modifie l'intensité de la source  $S_2$  et l'observateur recommence. Sur une nouvelle indication de sa

part, la source  $S_2$  est encore modifiée jusqu'à ce qu'il cesse d'apercevoir les deux éclats pour un même éloignement. Les deux éclats sont alors de visibilité égale, c'est-à-dire qu'ils ont la même limite de portée pour l'observateur considéré. A cet instant, on mesure et l'on note la longueur utilisée du filament de la source  $S_2$ .

L'expérience a montré que, dès que l'observateur se rapproche, l'impression d'égalité cesse et que l'éclat le plus rapide apparaît comme le plus intense.

Pour que les observations soient correctes, il est indispensable que les intervalles entre deux éclats successifs soient les mêmes pour l'une et l'autre source et que leur durée atteigne au minimum trois secondes.

A l'aide de mécanismes décrits ci-dessus et représentés sur la photographie (*fig. 3*), il nous a été possible de créer des éclats d'une durée quelconque, depuis un millième de seconde jusqu'à trois secondes, c'est-à-dire variables dans le rapport extrême de 1 à 3000. La faible épaisseur du filament de la source S, environ 1/10 de millimètre, négligeable devant la largeur de la fente qui atteint 6 millimètres au minimum, permet l'apparition et la disparition quasi instantanée des éclats, en réduisant à une valeur tout à fait insignifiante l'erreur systématique signalée en note, à propos de la méthode de Charpentier.

*Appareil de M. Blondel.* — Cet appareil repose sur l'emploi des lentilles diaphragmées introduit en photométrie par Bouguer, puis par Cornu, et qui a été notablement perfectionnée par l'auteur<sup>(1)</sup>. Les *fig. 4, 5, 6* représentent schématiquement des dispositions de l'appareil.

L'appareil comprend trois tubes photométriques  $T_1, T_2, T_3$ , munis chacun d'un œil-de-chat réglable  $O_1, O_2, O_3$ , dont le déplacement est lu sur un petit compte-tours placé en avant<sup>(2)</sup>. A l'entrée de

(1) Il a remplacé l'œil-de-chat ancien par un œil-de-chat spécial formé de deux rideaux se déplaçant parallèlement à la rencontre l'un de l'autre au contact d'un diaphragme rectangulaire qui a pour ouverture la largeur totale et dont la hauteur varie d'un diaphragme à l'autre; cette disposition permet de réaliser la sensibilité maxima de la graduation en même temps que la proportionnalité des lectures aux ouvertures. Un autre perfectionnement a consisté à remplacer les lentilles simples de Bouguer-Cornu, qui donnent des images déformées, par un système de doubles lentilles achromatiques permettant d'obtenir de très faibles longueurs focales avec une très faible aberration.

(2) La *fig. 4* donne une coupe horizontale, en supposant pour simplifier trois tubes  $T_1, T_2, T_3$  dans un même plan. Mais, en réalité, le tube  $T_3$  a son axe surélevé de 3 centimètres par rapport à celui des deux autres.

chaque tube se trouve un diaphragme  $D_1, D_2, D_3$ , muni en son centre d'un trou de 10 millimètres de diamètre environ, fermé par un

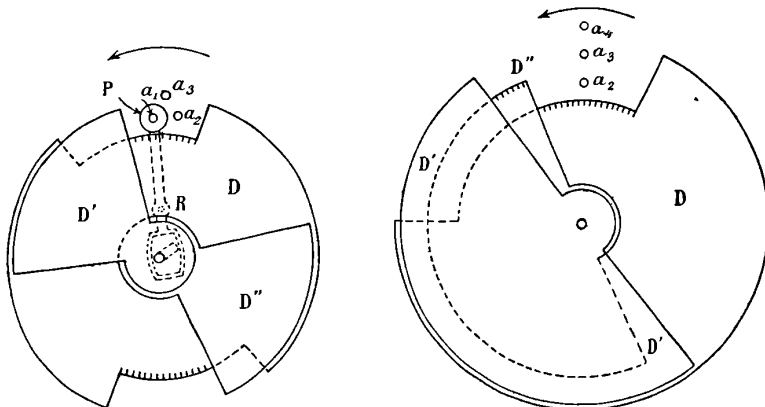
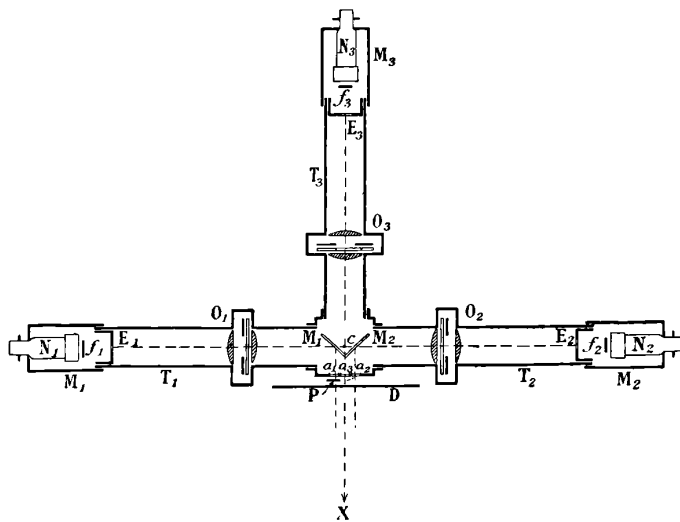


FIG. 4, 5 et 6. — Schémas de l'appareil de M. Blondel. — Fig. 4, coupe horizontale de l'ensemble. — Fig. 5, disposition du disque à deux ouvertures réglables et de la palette oscillante P par rapport aux trois trous  $a_1, a_2, a_3$ , servant à la production des points lumineux. — Fig. 6, autre disposition du disque à ouvertures réglables et des trous produisant les points lumineux.

petit écran en verre opalin. Chacun de ces écrans est fortement éclairé par un filament  $f_1$  d'une lampe Nernst  $N_1$ , portée par une monture cylindrique  $M_1$  ajustée à frottement sur le tube  $T_1$ ; on peut

faire varier dans une certaine mesure l'intensité d'éclairement en enfonçant plus ou moins la monture  $M_1$  sur  $T_1$ ; des perforations ménagées dans la monture et occultées extérieurement par des écrans protecteurs permettent le refroidissement. Les trois lampes Nernst sont alimentées en dérivation par un réseau à 110 volts.

L'écran  $E_3$  vient produire une image au foyer conjugué sur un petit orifice circulaire  $a_3$  muni lui-même d'un écran en verre dépoli de quelques millimètres de diamètre; de même les écrans  $E_1$  et  $E_2$  font leurs images sur les écrans  $a_1$  et  $a_2$  après réflexion sur des miroirs à  $45^\circ$   $M_1$  et  $M_2$ .

Le tube  $T_3$  étant placé un peu plus haut que les autres, les trois petits verres dépolis  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  se présentent, comme le montre la *fig. 5*, au sommet d'un triangle équilatéral d'environ 30 millimètres de côté. En avant de chacun de ces verres dépolis est disposé un petit diaphragme (non représenté), muni d'un petit trou de 1 ou 2 millimètres de diamètre, qui permet d'observer des images ponctuelles. On peut faire varier à volonté l'intensité de chacun de ces points lumineux par la manœuvre de l'un des trois œils-de-chat.

Ce sont ces trois points lumineux que compare l'observateur placé dans la direction X à une distance de 2 à 6 mètres.

Entre l'observateur et les points lumineux est placé un disque opaque D qu'entraîne, à une vitesse de quelques tours par seconde, un moteur électrique non représenté, et qui a pour effet d'obtenir pendant un temps variable certains de ces points. Les *fig. 4* et *5* représentent deux dispositifs que l'on peut employer à volonté pour réaliser les lumières brèves.

Dans le dispositif de la *fig. 5*, le disque D porte deux échancrures graduées, dont on peut régler l'ouverture à volonté par deux secteurs indépendants D' et D'' (qu'on immobilise par des boutons de serrage non représentés).

Le disque D a un rayon un peu inférieur à la distance qui sépare son centre du petit écran  $a_3$ , de telle sorte que le point lumineux produit par la lampe Nernst  $N_3$  est toujours visible et peut servir de repère pour diriger l'œil, et même éventuellement de point de comparaison; l'intensité de ce repère est réglable, en effet, par l'œil-de-chat  $O_3$ . Une palette opaque P commandée par un excentrique qui lui donne des mouvements alternatifs autour de l'axe d'oscillation R obture alternativement l'écran  $a_1$  et l'écran  $a_3$  respectivement pendant les passages de l'une ou l'autre des deux échancrures; de telle



sorte que l'observateur voit apparaître alternativement les éclats produits par  $a_1$  et  $a_2$ , et qui sont réglés respectivement par les largeurs des deux échancrures graduées. On réalise ainsi le desideratum des psychophysiciens, qui est de comparer deux éclats paraissant alternativement. Leurs durées sont mesurées par les angles et par la vitesse du disque, qu'on détermine à l'aide d'un compteur, et qui est réglable par le rhéostat du moteur. On égale les éclats apparents en agissant sur les œils-de-chat  $O_1$  et  $O_2$ .

On peut comparer aussi les sensations de ces éclats intermittents à celles du point fixe  $a_3$  (1).

La disposition représentée par la *fig. 6* permet aussi de réaliser des éclats simultanés, comme dans l'appareil de M. Rey. Dans ce cas, on remplace les deux trous  $a_1$ ,  $a_2$  par un seul éclairé par un miroir placé au point de symétrie C. L'autre trou est le trou  $a_3$  éclairé par l'écran  $E_3$ ; au-dessus de la boîte centrale de l'appareil, on dispose un autre petit trou de repère  $a_4$  éclairé par une petite lampe à incandescence supplémentaire et qui sert simplement à fixer la direction. Les deux secteurs D et D' servent à régler les largeurs des deux échancrures situées à des distances différentes du centre de façon à donner aux éclats de  $a_2$ ,  $a_3$  des durées différentes aboutissant à un même moment de fermeture.

Grâce aux dimensions très petites des points lumineux, la durée des éclats peut être réglée avec une grande précision. L'appareil se prête, comme on le voit, aux combinaisons les plus variées.

### § 3. — DISCUSSION ET CALCUL DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

Les expériences dont nous allons résumer les résultats ont été effectuées, pour la plus grande partie, dans le laboratoire de MM. Harlé et C<sup>ie</sup> au moyen du premier appareil, avec la collaboration de M. Georges Guy, ancien élève de l'École polytechnique, qui a dirigé les observateurs et nous a aidés pour les calculs; elles ont

---

(1) La disposition en triangle, des trois points lumineux, permet de distinguer toujours facilement l'éclat de droite de l'éclat de gauche; c'est pourquoi nous prenons deux miroirs indépendants  $M_1$  et  $M_2$ . On peut cependant dans certains cas remplacer ces deux miroirs par un seul passant par le centre de symétrie C de l'appareil et la plaque oscillante P par une autre commande excentrique, qui déplace alternativement le miroir commun de façon qu'il réfléchisse sur une seule et même ouverture placée au-dessous de  $a_3$  alternativement les rayons venant de  $E_1$  et ceux venant de  $E_2$ .

été contrôlées d'autre part par M. Blondel, dans son propre laboratoire, avec le deuxième appareil.

*Mesures.* — Les observations ont compris vingt-cinq séries effectuées par dix-sept observateurs d'âges et de professions différentes : ouvriers, ingénieurs, contremaitres, employés, etc. Ces observateurs avaient naturellement des acuités visuelles très différentes : les uns étaient myopes, les autres presbytes, d'autres atteints d'astigmatisme ; en un mot, on peut dire que toutes les vues usuelles étaient représentées.

On les a rendues comparables en prenant comme étalon pour chaque observateur une mesure faite par lui-même dans des conditions définies, et en ne considérant par conséquent que des valeurs relatives

TABLEAU I.

NUMÉROS de la mesure	$t = 0,03 \text{ sec.}$				$t = 0,10 \text{ sec.}$			
	E	$-\log \frac{Et}{3E_3}$	$d$	$d^2$	E	$-\log \frac{Et}{3E_3}$	$d$	$d^2$
1	16,4	1,274	0,148	0,0219	8	1,062	0,047	0,0022
2	18	1,067	-0,059	35	7	0,954	-0,061	37
3	20	1,217	0,091	83	10,4	0,978	-0,037	14
4	6	1,176	0,050	25	3,6	0,875	-0,140	196
5	16,7	1,180	0,054	29	4	1,278	0,263	692
6	12	1,253	0,137	187	5,3	1,095	0,080	64
7	13	0,947	-0,179	320	4,24	0,911	-0,104	108
8	10,7	1,104	-0,022	5	4,9	0,920	-0,095	90
Totaux ..		9,228	0,740	0,0903		8,073	0,827	0,1223
Moyenne.		1,153	0,0923	0,1062		1,009	0,1034	0,1236

(1) Toutes nos mesures étant rapportées en réalité à un étalon variable suivant l'observateur, et qui est le minimum perceptible de cet observateur, nous n'avons pas exprimé cette loi en unités photométriques absolues. Il est du reste facile d'avoir une idée de l'ordre de grandeur moyen de ces mesures en remarquant que, d'après des déterminations déjà anciennes de MM. Léonce Reynaud et Allard, l'éclairement minimum perceptible d'une source ponctuelle est notablement inférieur au chiffre pratique  $10^{-7}$  lux (éclairement produit à 1 kilomètre par 1/10 de bougie internationale); la valeur moyenne est même voisine de 0,50 à  $0,60 \cdot 10^{-7}$  lorsque l'opérateur est placé dans le laboratoire à l'abri de toute lumière étrangère. Le chiffre de  $10^{-7}$  se rapproche davantage des conditions normales d'observation en plein air.

Les appareils que nous avons décrits permettent facilement l'étalonnage de l'intensité des points lumineux employés; il suffit d'étalonner les plus puissants, en leur faisant éclairer à une faible distance connue l'écran d'un photomètre dont l'autre face est éclairée par un étalon égal à une bougie internationale.

TABLEAU I (Suite).

NUMÉROS de la mesure	$t = 0,30 \text{ sec.}$				$t = 1,00 \text{ sec.}$				$t = 3,00 \text{ sec.}$	
	E	$-\log \frac{Et}{3E_3}$	$d$	$d^2$	E	$-\log \frac{Et}{3E_3}$	$d$	$d^2$	E	$-\log \frac{Et}{3E_3}$
1	3,7	0,920	0,121	0,0146	3,4	0,434	0,010	0,0004	3,08	0
2	3,8	0,742	-0,057	32	3	0,322	-0,102	104	2,1	»
3	5,4	0,783	0,013	2	3,5	0,451	0,027	7	3,3	»
4	1,7	0,724	-0,675	56	1,2	0,352	-0,072	52	0,9	»
5	2,7	0,972	0,173	299	2,1	0,558	0,134	480	2,53	»
6	3,1	0,851	0,052	27	2	0,518	0,094	88	2,2	»
7	2,24	0,711	-0,088	77	1,34	0,411	-0,013	2	1,15	»
8	2,36	0,761	-0,038	14	1,67	0,388	0,033	13	1,36	»
Totaux ..		6,467	0,617	0,0653		3,434	0,488	0,0447		»
Moyenne.		0,808	0,0772	0,0904		0,429	0,061	0,0747		»

Cela revient à évaluer pour chaque observateur les intensités lumineuses en fonction de l'intensité minima perceptible du même observateur.

En outre, comme il est très difficile de comparer entre eux directement des éclats très longs et des éclats très courts, on a opéré par comparaisons successives; en particulier, les éclats brefs de moins d'une seconde ont été comparés avec des éclats de 0,3 ou 0,03 seconde; ceux d'une seconde ont été ensuite comparés avec des éclats plus longs pouvant atteindre jusqu'à trois secondes. Les résultats des lectures sont résumés dans deux tableaux.

Les huit premières séries (premier tableau, se rapportent à des mesures effectuées sur des éclats d'une durée variable, de 3/100 jusqu'à trois secondes).

Les dix-sept autres séries (deuxième tableau) se rapportent à des éclats dont la durée varie de 1/1000 jusqu'à 3/100 de seconde.

Les différents points d'observation correspondent à huit durées différentes qui sont les suivantes, en fractions de seconde :

0,001 ; 0,003 ; 0,01 ; 0,03 ; 0,1 ; 0,3 ; 1 ; 3

Calculs. — Malgré toutes les précautions prises, les lectures oscillent dans des limites assez grandes pour qu'il ne nous ait pas paru justifié d'en déduire des moyennes arithmétiques; il convient, d'après les principes du calcul des probabilités, de recourir plutôt à des moyennes géométriques. Nous les obtenons facilement en introduisant, au lieu des chiffres eux-mêmes, leurs logarithmes, car la moyenne des loga-

TABLEAU II.

NUMÉROS de la mesure	$t = 0,001$				$t = 0,003$				$t = 0,01$				$t = 0,03$	
	E	$-\log \frac{Et}{3E_3}$	d	$d^2$	E	$-\log \frac{Et}{3E_3}$	d	$d^2$	E	$-\log \frac{Et}{3E_3}$	d	$d^2$	E	$-\log \frac{Et}{3E_3}$
1	40	1,232	0,050	0,0025	12,4	1,263	0,085	0,0072	5	1,136	-0,028	0,0008	1,60	1,153
2	40	1,324	0,142	202	14,3	1,294	<b>0,116</b>	134	4,9	1,236	-0,072	52	4,98	—
3	40	1,350	0,168	282	—	—	—	—	5,7	1,196	0,032	10	2,1	—
4	40	1,070	-0,112	125	8,4	1,270	0,092	85	3	1,194	0,030	9	4,1	—
5	40	1,329	0,147	216	26	1,039	-0,139	193	7	1,086	-0,078	61	2	—
6	40	1,174	-0,008	1	17	1,069	-0,109	119	7	0,931	-0,233	543	4,4	—
7	40	1,204	0,022	5	19,3	1,044	-0,134	180	5,6	1,058	-0,106	112	1,5	—
8	40	1,108	-0,074	55	7,5	1,357	0,179	320	2,5	1,311	0,147	216	1,2	—
9	40	1,174	-0,008	0	18,4	1,035	-0,143	204	4,9	1,086	-0,078	61	1,4	—
10	40	1,174	-0,008	1	17	1,069	-0,109	119	4,6	1,114	-0,050	25	1,4	—
11	40	1,174	-0,008	1	19,8	1,003	-0,175	306	5,3	1,032	-0,112	125	1,4	—
12	40	1,142	-0,040	16	8,5	1,338	0,160	256	2,1	1,421	0,257	661	1,3	—
13	40	1,028	-0,154	237	10	1,153	-0,025	6	2,5	1,232	0,068	46	1,0	—
14	40	1,174	-0,008	0	21,8	0,961	-0,217	471	4,3	1,143	-0,021	4	1,4	—
15	40	1,159	-0,023	5	14	1,137	-0,041	17	4,25	1,132	-0,032	10	1,35	—
16	40	1,174	-0,008	1	17	1,069	-0,109	119	2,5	1,368	0,204	416	1,4	—
17	40	1,283	0,101	102	17	1,178	0,0	0	5	1,186	0,022	5	1,8	—
Totaux.....		20,273	1,081	0,1274	18,279	1,833	1,833	0,2601	19,888	1,570	0,2364	0,2364		1,453
Moyenne...		1,193	0,0635	0,0866	1,442	0,4145	0,4145	0,1275	1,1695	0,0923	0,1180	0,1180		

rithmes de plusieurs nombres est le logarithme de la moyenne géométrique de ces nombres<sup>(1)</sup>.

Dans les deux tableaux, la première colonne donne le numéro de l'observation. La deuxième colonne indique l'intensité *relative*  $E$  de la source  $S_2$  comptée en millimètres de longueur du filament utilisé. La troisième colonne donne la valeur du logarithme du quotient de  $Et$  divisé par la valeur de  $Et$  correspondant au point de trois secondes pris comme terme de comparaison. La quatrième colonne donne l'écart  $d$  entre la valeur logarithmique de l'observation (colonne précédente) et celle calculée par la loi générale que nous avons déduite de l'ensemble, et que nous indiquons dans le tableau III. La cinquième colonne donne le carré de cet écart. Nous avons souligné, dans la quatrième colonne, l'écart probable, défini par la condition bien connue que, dans la série des observations, pour la durée considérée, il y ait autant d'écarts supérieurs qu'a d'écarts inférieurs à l'écart probable.

Au-dessous de chaque tableau se trouvent indiqués les totaux et les moyennes des valeurs renfermées dans lesdites colonnes. La moyenne de la troisième colonne est le logarithme de la moyenne géométrique.

TABLEAU III.

$t$	( $Et$ ) MOYEN géométrique	$\frac{t + 0,21}{3,21}$	DIFFÉRENCE	$-\log \frac{t + 0,21}{3,21}$	$\tau$	$\frac{e}{1,2}$	$\frac{2}{3} d$
3,00 sec.	1	1	0	0	—	—	—
1,00	0,372	0,377	—0,005	0,424	0,054	0,051	0,050
0,30	0,1555	0,1588	—0,0033	0,799	0,066	0,064	0,060
0,10	0,1021	0,0565	+0,0056	1,015	0,087	0,085	0,082
0,03	0,0703	0,0748	—0,0045	1,126	0,075	0,077	0,071
0,01	0,0677	0,0685	—0,0008	1,164	0,072	0,077	0,079
0,003	0,0721	0,0664	+0,0057	1,178	0,112	0,095	0,085
0,001	0,0641	0,0657	—0,0016	1,182	0,040	0,053	0,058

(1) Dans tout ce qui suit, nous avons comparé les produits  $Et$  aux produits correspondants obtenus pour une durée de 3 secondes.

Il ne faut pas en conclure que nous attachions une grande importance à cette dernière lecture, qui est la plus incertaine ; nous avons voulu simplement tout traduire en valeurs *relatives* et nous n'avons choisi 3 secondes que parce que c'était le point extrême de nos observations ; en réalité, celles-ci n'ont d'utilité pratique qu'entre 0 et 1 seconde, car dans tous les signaux modernes on n'emploie pas d'éclats instantanés dépassant, ni même atteignant la seconde.

Le chiffre moyen de la quatrième colonne représente ce qu'on appelle l'écart moyen, c'est-à-dire la moyenne arithmétique des écarts pris tous en valeurs absolues.

La moyenne, pour la cinquième colonne, est l'écart moyen quadratique.

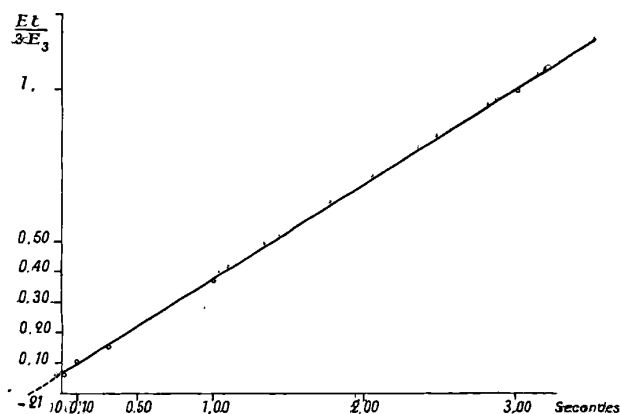


FIG. 7. — Loi de variation du produit  $Et$  en fonction du temps d'après les résultats des expériences.

De ces tableaux nous avons déduit sur la *fig. 7* une courbe représentant graphiquement les résultats des observations. Dans cette courbe, les abscisses représentent la durée des éclats, en fonction de la seconde, unité choisie dans nos calculs; les ordonnées, la valeur du produit  $Et$  (c'est-à-dire le produit de l'éclairement par sa durée) divisée par la valeur du même produit dans le cas où l'éclat dure trois secondes<sup>(1)</sup>.

Il est très remarquable de voir que les valeurs moyennes des observations pour chacune des huit durées d'éclats considérés, s'alignent à peu près exactement sur une droite. Ce résultat n'implique pas, comme on va le voir, une précision exceptionnelle, mais est plutôt le fait d'un heureux hasard. Il est cependant intéressant d'avoir obtenu un alignement aussi bon pour des observations effectuées entre d'aussi grandes limites de durée; le résultat obtenu pour trois secondes n'a pas, croyons-nous, grande valeur, mais

(1) E n'est exprimé ici qu'en unités arbitraires ou relatives et non pas en lux; mais cela n'a aucune influence sur le résultat.

la loi linéaire paraît bien sérieusement vérifiée entre 0 et 1 seconde, c'est-à-dire dans les limites pratiques d'emploi.

*Précision.* — Nous avons cru utile, en tous cas, de rechercher le degré de précision des expériences, et le tableau III résume les calculs faits dans ce but.

La première colonne de ce tableau donne les temps en seconde.

Dans la seconde colonne est portée la valeur moyenne géométrique *Et* de toutes les observations, et pour chaque point observé ; c'est le nombre du logarithme moyen, calculé au bas des tableaux I et II, 3<sup>e</sup> colonne.

La troisième colonne donne la valeur de *Et* moyen, calculée d'après la ligne droite *fig.* 6, déduite de la moyenne des observations.

La quatrième colonne est la différence des deux résultats.

La cinquième colonne donne le logarithme des valeurs de la troisième colonne ; c'est lui qui a servi de base pour calculer les écarts *d* inscrits dans les deux premiers tableaux.

La sixième colonne donne l'écart probable défini comme nous l'avons fait précédemment.

La septième colonne donne l'écart moyen divisé par 1,2, l'écart moyen étant défini comme précédemment.

La huitième colonne représente les deux tiers de l'écart moyen quadratique.

D'après la théorie générale des probabilités, les nombres inscrits dans les colonnes 6, 7 et 8 doivent être sensiblement du même ordre de grandeur, et représenter le logarithme de l'erreur probable sur des résultats ; cette erreur logarithmique est ici comprise entre 0,05 et 0,10, et on en déduit que l'erreur relative probable sur les résultats est comprise entre 12 et 25 0/0. Dans une matière aussi délicate que l'optique physiologique, et étant données les vues très différentes des observateurs, ces limites d'erreurs sont très acceptables et on peut considérer la loi linéaire représentée par la *fig.* 7 comme établie d'une manière satisfaisante.

---

(1) Une grande partie des irrégularités des mesures doit être attribuée aux variations de l'état d'adaptation des observateurs. Pour opérer d'une manière irréprochable théoriquement, il aurait été désirable d'éliminer toute variation de l'ouverture de la pupille en plaçant devant l'œil de chaque observateur une pupille artificielle de 2 millimètres ou 2<sup>mm</sup>,5 de diamètre ; mais nous avons reculé devant la complication de ce dispositif, étant donné que la plupart des opérateurs manquaient de l'entraînement nécessaire pour s'en servir ; en outre, nous nous serions trop éloignés ainsi des conditions de la pratique, dans lesquelles se trouvent les observateurs qui regardent les signaux de direction.

*Expression numérique de la loi.* — La droite de la *fig. 7* indique que le produit  $Et$  est une fonction linéaire du temps,  $Et = A + Bt$ , en appelant  $E$  l'intensité d'éclairement reçue sur la pupille et supposée constante pendant toute la durée de l'éclat,  $A$  et  $B$  deux constantes.

Pour déterminer ces dernières, remarquons que lorsque l'éclat dure indéfiniment ( $t = \infty$ ), l'intensité perçue à la limite de la portée est précisément égale au seuil de la perception, correspondant à l'éclairement minimum perceptible  $E_0$ ; d'où  $B = E_0$ . D'autre part, la droite représentative de  $Et$  coupe l'axe des abscisses à une distance représentant  $21/100$  de seconde à gauche de l'origine, d'où  $A = 0,21E_0$  ou plus généralement  $A = aE_0$ , en appelant  $a$  une constante de temps.

On a donc finalement :

$$(1) \quad Et = E_0 (0,21 + t) = E_0 (a + t),$$

ce qui peut s'écrire aussi :

$$(2) \quad (E - E_0) t = 0,21E_0,$$

équation qui est bien du type que nous avons prévu *a priori* <sup>(1)</sup>.

La même loi numérique peut s'écrire encore sous la forme :

$$(3) \quad \frac{E}{E_0} = \frac{0,21 + t}{t} = 1 + \frac{0,21}{t},$$

ou aussi :

$$(4) \quad t = \frac{0,21E_0}{E - E_0}.$$

Ces différentes variantes peuvent être utilisées suivant les applications.

Toutes ces formules supposent que l'observateur est placé à la limite de portée d'un feu à éclats réguliers, le coefficient de transparence atmosphérique étant supposé invariable pendant toute l'expérience.

(1) Peut-être d'autres expérimentateurs pourront-ils trouver que la constante  $0,21$  a besoin d'une correction et que la constante  $E_0$  est peut-être un peu différente de l'éclairement qui correspond au seuil de la sensation; mais cela n'empêcherait pas la formule de conserver la même forme plus générale :

$$(E - bE_0) t = aE_0,$$

$a$  et  $b$  étant deux constantes.



*Lumière permanente équivalente à une lumière brève.* — Si l'on suppose que l'on substitue une source permanente au feu à éclats rapides, en la plaçant au même point, et que l'on règle l'intensité de cette source permanente de façon que l'observateur l'aperçoive encore à la même limite de portée, c'est-à-dire sans changer de position, la loi précédente nous donne le rapport entre l'intensité photométrique horizontale  $I_h$  de la lumière à éclats rapides et l'intensité  $I'_h$  de la lumière fixe qu'on lui aura substituée. La durée de l'éclat étant supposée connue, on voit par (3) que l'intensité apparente de la lumière qui produit les éclats est réduite dans la proportion :

$$\frac{t}{a + t}.$$

Il suffirait donc d'une lumière fixe  $I'_h$  telle que

$$(5) \quad \frac{I'_h}{I_h} = \frac{a + t}{t}.$$

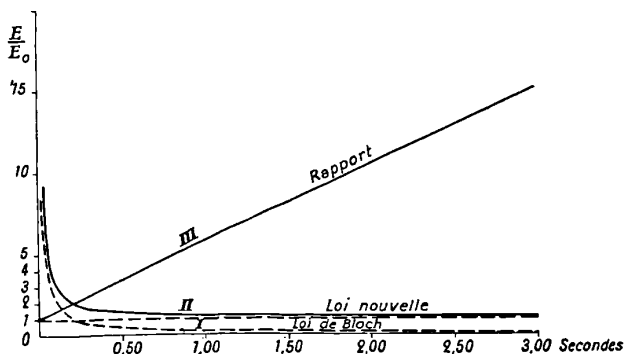


FIG. 8. — Comparaison graphique de la loi nouvelle et de la loi de Bloch.

*Comparaison de la loi nouvelle et de la loi de Bloch.* — Si sur deux axes rectangulaires (fig. 8) on porte en abscisses les temps  $t$  et en ordonnées les éclaircissements  $E$ , la formule (1) se traduit par une hyperbole équilatère (II) ayant pour asymptotes l'axe des  $E$  et une horizontale  $E = E_0$ . La loi de Bloch devant donner pour les temps d'exposition très courts sensiblement les mêmes valeurs de  $E$ , aura pour équation  $\frac{E'}{E_0} = \frac{0,21}{t}$  et sera représentée par une hyperbole équilatère (I) superposable, mais abaissée tout entière d'une hauteur  $E_0$ .

Le tableau IV indique le rapport des ordonnées  $\frac{E}{E'}$  et montre clairement dans quelle proportion des intensités doivent être augmentées suivant notre loi, par rapport à celle qu'aurait exigée, pour les mêmes durées d'éclat, la loi de Bloch supposée continue.

Pour des durées très courtes de l'ordre du centième de seconde, la différence est négligeable ; elles atteignent déjà environ 50 0/0 pour une durée d'éclat de 1/10 de seconde et croissent encore bien

TABLEAU IV.

DURÉE $t$	I	II	III
	Loi de Bloch $\frac{E'}{E_0} = \frac{0,21}{t}$	Loi nouvelle $\frac{E}{E_0} = \frac{0,21}{t} + 1$	Rapport $\frac{E}{E'}$
0,01 sec.	21,00	22,00	1,047
0,025	8,40	9,40	1,12
0,05	4,20	5,20	1,24
0,10	2,10	3,10	1,40
0,20	1,05	2,05	1,95
0,30	0,70	1,70	2,43
0,40	0,525	1,525	2,90
0,50	0,42	1,42	3,40
0,60	0,35	1,35	3,86
0,70	0,30	1,30	4,33
0,80	0,2625	1,2625	4,81
1,00	0,21	1,21	5,76
2,00	0,105	1,105	10,52
3,00	0,07	1,07	12,95

davantage pour des durées plus longues. La courbe (III) représente graphiquement la variation de ce rapport. Si l'on veut bien remarquer que, dans la plupart des signaux d'orientation moderne existants, les éclats ont des durées plutôt supérieures à 1/10 de seconde, on comprendra combien il est opportun de substituer à la loi de Bloch la loi plus exacte que nous avons établie.

## SUR LA CONSTANTE DE LA LOI DU RAYONNEMENT (1);

Par MM. CH. FÉRY et M. DRECQ.

## I

Dans un travail antérieur (2), l'un de nous croyait avoir démontré que la valeur numérique de la constante  $a$  de la loi de Stéfán-Boltzman est trop faible de 18 0/0 environ; il en est évidemment de même du coefficient  $\pi a$  désigné par la lettre  $\sigma$  (3) et qui représente l'énergie totale dissipée par l'unité de surface dans la demi-sphère quand  $(T^4 - t^4) = 1$ , par unité de temps.

Les critiques formulées par MM. Bauer et Moulin à l'actinomètre qui avait servi dans ce premier travail les engagèrent à reprendre ces mesures par une méthode de substitution qui leur fournit pour  $\sigma$  une première valeur égale à 6 (4); et quelque temps après, à la suite d'une correction importante qu'ils avaient omise (5), ces physiciens retombèrent presque exactement sur la valeur admise alors (5,30 au lieu de 5,32).

Il nous a semblé que dans ces conditions et étant donné l'importance de ce facteur qui joue un si grand rôle en physique, tant au point de vue théorique que pratique et qui est utilisé fréquemment en astronomie, il devenait nécessaire de reprendre des mesures plus serrées à ce sujet.

La méthode qui avait été employée en 1909 par nous-mêmes, consistait à mesurer le nombre de watts  $w$  versés par la surface  $s$  d'un radiateur intégral sur la surface  $s'$  d'un récepteur intégral, placé à une distance connue  $D$ . La température absolue  $T$  du radiateur intégral étant connue, ainsi que celle  $t$  du récepteur intégral,

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 7 avril 1911.

(2) *Comptes rendus*, 5 avril 1909.

(3) D'après les travaux de Kurlbaum,

$$\sigma = 5,32 \times 10^{-12} \frac{\text{watts}}{\text{cm}^2};$$

nos mesures conduisent à

$$\sigma = 6,30 \times 10^{-12} \frac{\text{watts}}{\text{cm}^2}.$$

(4) *Comptes rendus*, 29 novembre 1909.

(5) *Comptes rendus*, 17 janvier 1910.

la formule :

$$w = a(T^4 - t^4) \frac{ss'}{D^2},$$

permet immédiatement de tirer  $a$ , et ensuite  $\sigma = \pi a$ .

Le récepteur intégral qui nous servait était de forme conique, il formait la soudure chaude d'un couple et enregistrerait par conséquent son élévation de température par rapport à celle ambiante.

Un enroulement de fil résistant permettait l'étalonnage du système qui fut utilisé ultérieurement comme actinomètre absolu.

## II

Le principe de la méthode que nous avons utilisée pour vérifier et contrôler ces premières mesures est resté le même mais, comme nous nous sommes astreints à opérer au voisinage immédiat du point de fusion de l'or (1.337° absolus), la formule se simplifie et devient :

$$w = aT^4 \frac{ss'}{D^2},$$

la quatrième puissance de  $t$  (température absolue du récepteur) devenant négligeable devant  $T^4$ .

La discussion de cette formule montre facilement qu'une erreur de 1 0/0 sur  $T$  donne 4 0/0 sur  $a$  ;

1 0/0 sur le diamètre du diaphragme circulaire de surface  $s$  et  $s'$  donne 2 0/0 sur  $a$  ; il en est de même pour  $D$ , qui est élevé au carré.

Seule la mesure des watts n'entraîne pas une erreur supérieure à celle commise sur cette quantité.

Nous nous sommes servis, pour mesurer  $T$ , d'un télescope pyrométrique Féry, soigneusement étalonné par le Conservatoire national des Arts et Métiers. Les nombreuses mesures qui ont été faites sur ces appareils à la Reichsanstalt, à Teddington, à Washington et au Laboratoire d'essais du Conservatoire des Arts et Métiers de Paris, montrent qu'entre 600 et 1.400° la courbe d'étalonnage ne s'écarte pas de plus de 1 0/0 d'une courbe parabolique du quatrième degré. Comme nous nous sommes astreints à ne faire des mesures qu'entre 1.300 et 1.400° absolus, on peut admettre *a fortiori* que

l'erreur sur  $T^4$  n'atteint pas 1 0/0. Cet appareil, qui suit, comme nous venons de le dire, la loi de Stéfán, fournit en effet de suite  $T^4$  par la relation  $T^4 = \frac{\delta}{K}$ ,  $K$  étant la constante de l'instrument.

Au point de fusion de l'or (provenance Kahlbaum), la déviation du millivoltmètre relié au télescope pyrométrique fut trouvée égale à 1,03 millivolt. Cet étalonnage fut exécuté au Laboratoire d'essais des Arts et Métiers au moyen d'un four électrique, incliné de manière à éviter tout effet de convection; ce four remplissait si bien les conditions du radiateur intégral que le fil d'or servant d'étalon n'était plus visible au milieu du four. Le moment de la fusion était indiqué par la rupture du circuit qu'il formait pour un élément zinc-cuivre-eau ordinaire et un galvanomètre de grande sensibilité. L'expérience fut répétée un grand nombre de fois en fournissant toujours le même résultat.

La mesure des diamètres des diaphragmes fut effectuée au moyen d'une bonne vis micrométrique et d'un microscope. Voici les résultats obtenus dans divers azimuts pour chacun d'eux. La valeur moyenne du diamètre a été employée pour le calcul de la surface :

*Écran d'eau :*

	$25^{mm},92$ $25 ,92$ $25 ,93$ $25 ,85$ $25 ,89$ $25 ,94$ $25 ,97$ $25 ,96$ $25 ,92$ $25 ,92$ $25 ,85$		$25^{mm},96$ $25 ,95$ $25 ,92$ $25 ,92$ $25 ,93$ $25 ,93$ $25 ,90$ $25 ,91$
Diamètre horizontal	$25^{mm},918$	Diamètre vertical	$25^{mm},928$
Moyenne		Moyenne	
Diamètre moyen : $25^{mm},92$			

Des séries de mesures analogues faites sur l'écran de laiton limitant l'ouverture du cône ont donné un diamètre moyen de 25 millimètres.

Enfin la mesure de la distance  $D$  trouvée égale à 346 millimètres a été obtenue vraisemblablement à moins de  $0^{mm},5$ .

Cette approximation de  $\frac{0,5}{346} = 0,00144$  peut donner une erreur de

$$2 \times 0,00144 = 0,003,$$

sur  $a$  ou  $\sigma$ .

Il nous reste à dire comment a été mesurée l'énergie radiée par le four électrique qui nous servait et comment étaient conduites les mesures.

Ce four, qui est du modèle connu d'Héraeus, avait été garni d'un moufle en fer dans le but d'obtenir une température aussi voisine que possible entre le fond et les parois. La bonne conductibilité du métal et aussi la couleur noire de l'oxyde qui le recouvrit rapidement nous font supposer que notre système se rapprochait très suffisamment d'un corps noir parfait.

Le diaphragme émetteur était découpé dans un écran pouvant être refroidi par un courant d'eau. La surface mesurée exactement comme nous l'avons dit était de  $5^{\text{cm}^2}, 2766$ .

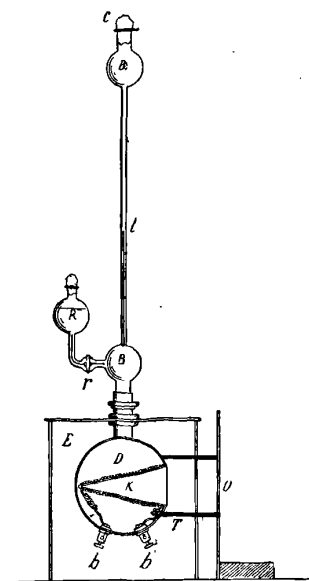


FIG. 1.

La réception du flux calorifique se faisait dans un cône K en laiton mince, soigneusement noirci, et recouvert à l'extérieur d'un enroulement en fil de manganèse (fig. 1). Ce cône avait un angle au sommet

de 30° et formait partie intégrante d'une grosse sphère D en laiton constituant la boule d'une sorte de thermomètre à alcool. L'enroulement de fil résistant se trouvait donc immergé dans le liquide thermométrique lui-même ce qui répond aux critiques faites à notre premier dispositif de 1909. Le tube capillaire qui surmonte la sphère avait 1 millimètre de diamètre environ, le volume de l'alcool était d'environ 300 centimètres cubes ; 1 millimètre d'ascension représente

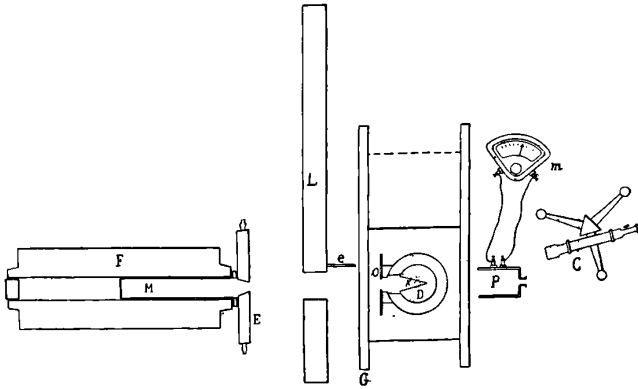


FIG. 2.

dans ces conditions un échauffement de 0°,005 et, comme la lunette d'observation permettait d'apprécier 0<sup>mm</sup>,1, on obtenait ainsi la lecture à 0°,0005 près.

Un écran circulaire O en laiton poli dont le diamètre a été mesuré comme il a été dit, limitait le flux calorifique pénétrant dans le cône, sa surface était égale à 4<sup>cm²</sup>,9090.

Ce système a été employé comme *thermo-calorimètre* : On observait la marche de la colonne pendant dix minutes avant l'expérience, à l'abri du rayonnement grâce à l'écran de liège L (fig. 2) ; cet écran avait 6 centimètres d'épaisseur et était recouvert de papier d'étain sur les deux faces.

On poussait ensuite le thermo-calorimètre devant l'ouverture du four grâce à la glissière réperée G ; on observait l'ascension au bout de dix minutes ; puis on faisait à l'abri du rayonnement une nouvelle mesure pendant dix minutes. Il suffisait alors d'appliquer les méthodes usitées en calorimétrie pour obtenir ce que nous avons appelé *l'ascension corrigée*.

Pendant les moments où on observait la « correction du refroidissement », le four se trouvait à découvert, et le pyromètre P étalonné fournissait par sa déviation la valeur de  $T^1$ .

Nous avons pu obtenir des déviations ne variant à peine que de 10/0, pendant la période de dix minutes choisie pour la mesure. La moyenne des déviations au commencement et à la fin de la durée d'exposition du thermo-calorimètre devant le four nous fournissait donc  $T^1$  avec une bonne précision.

Voici la série définitive faite dans ces conditions (1).

Température absolue du four	Ascensions en millimètres au bout de 10 minutes Valeur corrigée	Puissance correspondante en watts	a
1.331	18,95	0,140	2,061
1.334	19,80	146	2,139
1.337	20,05	148	2,147
1.341	19,45	143	2,058
1.340	19,90	147	2,108
1.337	19,95	147	2,132
1.335	19,50	144	2,100
1.331	18,45	136	2,011
1.323	18,60	137	2,074
1.318	18,45	136	2,089
1.317	18,35	135	2,083
1.384	21,65	160	2,016
1.408	23,70	175	2,063
1.397	23,10	170	2,076
1.394	22,90	169	2,074
1.395	23,25	172	2,100
1.338	20,10	148	2,144
1.332	19,05	141	2,066
1.328	18,80	139	2,065
1.324	17,65	130	1,964
1.320	17,45	129	1,964
1.315	17,65	130	2,020
1.311	17,80	131	2,058
1.307	17,55	129	2,057

*Étalonnage du thermo-calorimètre.* — Cet étalonnage ne présente aucune difficulté, il a été fait avant les mesures du rayonnement et vérifié après avoir calorifugé l'appareil ; les résultats ont été identiques.

(1) Une série d'essais comprenant 35 mesures nous avait fourni une valeur moyenne presque identique, mais les écarts des mesures entre elles étaient plus grands. La série définitive a été obtenue après avoir calorifugé soigneusement le thermo-calorimètre.



Pour effectuer cet étalonnage, on observait la marche de la colonne pendant dix minutes, on dissipait dans la résistance de l'appareil un nombre de watts connu pendant dix minutes, puis on observait à nouveau pendant dix minutes.

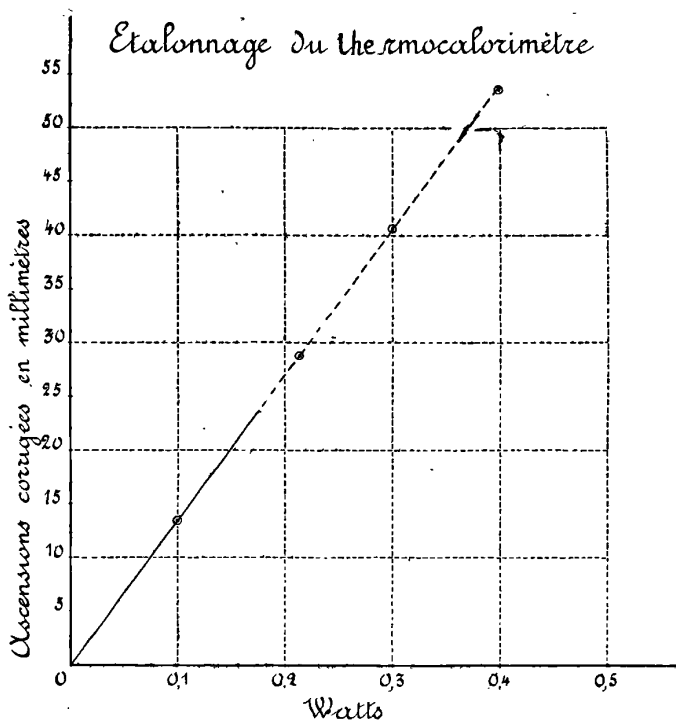


FIG. 3.

Les ascensions corrigées portées en ordonnées et les watts en abscisses fournissent une droite parfaite (fig. 3).

Voici d'ailleurs les valeurs des coefficients angulaires de ses différents points :

Puissances en watts	Ascensions watts
0,099	135,8
0,213	135,2
0,3	135,6
0,4	134,1

## III

## CONCLUSIONS ET REMARQUES

La valeur de  $a$  trouvée très voisine de 2 par nous en 1909 est ici de 2,073, et  $\sigma$ , qui avait été indiqué égal à 6,30, ressort égal à 6,51 de ces dernières mesures.

Comment expliquer cette différence, de sens contraire à celle qu'on nous faisait prévoir, entre ces deux séries ?

Voici l'explication toute naturelle de cette divergence de 3 0/0 environ. Dans nos premières mesures, la température  $T$  du four avait été mesurée par un couple platine-platine rhodié qui donne la température *effective* du radiateur. Dans cette seconde série, le pyromètre à radiation employé a été étalonné sur le radiateur des Arts et Métiers qui peut être considéré, grâce à ses écrans et aux précautions employées, comme un radiateur vraiment intégral.

Il en résulte qu'avec un pyromètre ainsi étalonné on mesure véritablement la température *efficace* du four <sup>(1)</sup>.

Or c'est cette température efficace qui est la seule correcte pour des mesures de ce genre.

Supposons, par exemple, que nous employions comme radiateur un bloc de fer recouvert d'oxyde de fer. Si nous mesurons sa température effective par un couple, nous trouverons qu'elle est plus élevée que si nous employons un pyromètre à radiation totale. On sait en effet que le pouvoir émissif de l'oxyde de fer est de l'ordre de 0,9. Il en résulte que ce bloc de fer à température effective  $T$  se comporte comme un corps noir parfait à température  $T' < T$ . Si donc nous tirons  $a$  de ces mesures, nous aurons :

$$a = \frac{w}{T^4} \text{ mesure du couple,}$$

et

$$a' = \frac{w}{T'^4} \text{ mesure du pyromètre à radiation.}$$

On voit immédiatement que

$$a' > a.$$

---

(1) Les Allemands désignent souvent la température prise ainsi au moyen des lois du rayonnement sous le nom de température *noire*. Le qualificatif *efficace* nous semble mieux approprié.

Telle est l'explication très simple de ce désaccord : le four employé par nous en 1909 n'était pas un radiateur complètement intégral.

Nos mesures de 1911 confirment donc celles de 1909 et précisent un peu mieux la valeur numérique cherchée.

Pour terminer, nous indiquerons aussi le procédé de calcul qui nous a servi à prendre la moyenne de nos mesures : La moyenne est d'abord prise par division de la somme des mesures par le nombre de ces mesures.

On calcule ensuite la différence de chacune des mesures par rapport à cette première moyenne approchée. Soit 0,10 sur la plus grande différence, on convient de rejeter cette mesure et de donner à chacune des autres un poids d'autant plus élevé qu'elle s'écarte moins de la moyenne primitive.

Pour cela, toutes les différences sont retranchées de 0,10 (la plus grande) et les nombres obtenus sont pris comme poids à appliquer à chacune des mesures.

La moyenne ordinaire avait donné pour  $\alpha$  la valeur 2,069.

La moyenne ainsi calculée a fourni 2,073, valeur évidemment plus approchée de la vérité.

---

### SUR LA PRESSION DE RADIATION ;

Par M. E.-M. LÉMERAY.

Pour démontrer que la pression qu'une source de radiations exerce sur elle-même est égale à l'énergie par unité de volume, Larmor a considéré le cas où la source est en mouvement <sup>(1)</sup>. Si  $E$  représente la densité de l'énergie lors du repos,  $V$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $u$  la vitesse de la source,  $p$  la pression, on a :

$$(1) \quad p = \frac{EV}{V - u}$$

de sorte que si  $u = 0$

$$(2) \quad p = E.$$

La relation (1) conduit à une conséquence importante ; si la source

---

(1) *Bulletin des séances de la Société Française de Physique*, p. 7, 1910.

est un corps limité rayonnant par toute sa surface, elle subira en avant et en arrière des pressions différentes; la pression en avant est plus grande, la pression en arrière plus petite lors du repos; le mouvement se ralentira. M. Poynting, exposant à nouveau la méthode de Larmor, applique ce résultat à des particules échauffées par le rayonnement solaire; une particule <sup>(1)</sup> « émet du rayonnement de tous les côtés;... il y a plus de pression contre la surface antérieure que contre la surface postérieure : donc une force qui empêche le mouvement. Le soleil repousse les particules les plus fines, tandis que les particules plus grandes finissent par tomber sur lui ».

Sans discuter l'application faite à ces dernières particules relativement grandes, je me propose de montrer que la relation (1), d'après laquelle un corps lumineux n'obéirait pas au principe de l'inertie, n'est pas suffisamment justifiée.

Cette relation est établie en admettant <sup>(2)</sup> :

1° Que l'amplitude des ondes est la même dans le cas du repos et dans celui du mouvement ;

2° Que l'énergie versée dans le milieu ambiant est la même dans les deux cas. Mais la démonstration suppose encore implicitement que la période d'oscillation lumineuse est aussi la même.

Sans discuter les deux hypothèses énoncées, je voudrais faire remarquer que la troisième ne peut être admise.

En effet nous avons un système en mouvement; il nous faut tenir compte de la transformation de Lorentz, encore inconnue à l'époque de la démonstration de Larmor. Or un résultat nécessaire de cette transformation est celui-ci : Si, dans un système en repos, un phénomène interne est périodique et admet la période  $T_0$ , lorsque le système est en mouvement uniforme avec la vitesse  $\beta V$ , la périodicité du phénomène prend une nouvelle valeur absolue  $T$  avec la relation :

$$(3) \quad T = T_0 (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}.$$

Cette conséquence n'ayant peut-être pas encore été signalée, je crois utile de montrer comment on peut y parvenir. Si l'on adopte *a priori* l'expression du « temps local » de Lorentz, on peut en tirer la conséquence énoncée; mais, pour l'enchaînement des idées, il est préférable de suivre une marche inverse. Nous établirons d'abord la

<sup>(1)</sup> *Loc. cit.*, p., 48.

<sup>(2)</sup> *Loc. cit.*, p. 7.

relation (3) et, bien que cela ne présente pas un intérêt immédiat pour notre but actuel, nous en tirerons l'expression du temps local; nous obtiendrons ainsi une manière simple de parvenir à cette transformation du temps à laquelle Lorentz a été conduit en vue de donner aux équations du champ la même forme quand le système que l'on étudie est en repos ou est animé d'un mouvement d'entraînement, et du même coup nous aurons une vérification *a posteriori* de la relation (3), puisqu'elle nous aura conduits à un résultat connu.

Admettons :

1° Le principe de relativité ;

2° L'invariabilité de la vitesse  $V$  de la lumière dans le vide.

Je désignerai par  $\Omega$  un observateur immobile (ne se déplaçant pas dans l'éther) et omniprésent, ou, si l'on veut, un système d'observateurs immobiles, *chacun observant les phénomènes uniquement au lieu où il se trouve*; soit de plus  $O$ , un système d'observateurs pouvant tantôt être immobiles, tantôt se déplacer d'un mouvement d'ensemble dans l'éther, et observant dans les mêmes conditions. Considérons plus particulièrement un de ces derniers et supposons qu'un foyer  $F$  envoie vers  $O$  un signal intermittent de période  $\Theta$ . Si  $O$  est immobile et si  $F$  s'approche de  $O$  dans la direction  $FO$  avec une vitesse  $\beta V$ , l'intervalle des signaux reçus par  $O$  sera, à cause de l'effet Doppler-Fizeau :

$$\Theta(1 - \beta).$$

Supposons que, dans un deuxième cas,  $F$  est immobile et que  $O$  s'en approche dans la direction  $OF$  avec la même vitesse absolue  $\beta V$ , l'intervalle de réception en  $O$  sera cette fois, à cause du même effet Doppler Fizeau :

$$\Theta \frac{1}{1 + \beta}.$$

Ainsi, bien que les mouvements relatifs soient les mêmes, les phénomènes apparents pour  $O$  seraient différents. D'après le principe de relativité, il ne peut en être ainsi; les apparences pour  $O$  doivent être les mêmes. La condition nécessaire et suffisante (dans le cas qui nous occupe) pour qu'il en soit ainsi est que l'unité de temps diffère dans un système suivant qu'il est immobile ou qu'il a un mouvement d'entraînement dans l'éther.

Désignons par  $\alpha$  le rapport de l'unité de temps dans un système

entraîné à l'unité de temps dans le même système au repos. [Il s'agit du rapport de deux durées absolues telles que les perçoit  $\Omega$ .] Alors, si F est en mouvement, l'expérimentateur qui lui est lié mettra entre deux signaux consécutifs non plus un intervalle  $\Theta$ , mais, à son insu, un intervalle  $\alpha\Theta$ . Comme O est immobile, il recevra les signaux avec l'intermittence :

$$\alpha\Theta (1 - \beta).$$

Dans l'autre cas, F est immobile ; la période d'émission reste donc  $\Theta$ , mais comme O est cette fois en mouvement et que par suite son unité de temps est maintenant  $\alpha$  fois plus grande, la période de réception lui paraîtra avoir la valeur :

$$\frac{\Theta}{\alpha(1 + \beta)}.$$

D'après le principe de relativité, les apparences devant être identiques, on doit avoir :

$$\alpha\Theta (1 - \beta) = \frac{\Theta}{\alpha(1 + \beta)}$$

d'où :

$$\alpha = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}.$$

Par suite, dans un système en mouvement, la valeur absolue de l'unité de temps est nécessairement  $(1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$  fois plus grande que dans le même système en repos.

Pour que le principe de relativité soit satisfait, il faut que *tous* les phénomènes qui peuvent se passer *dans* le système O conservent les mêmes durées apparentes. Par suite tous les phénomènes internes sont ralentis dans le même rapport, cela s'étendant nécessairement aux phénomènes physiologiques.

*Temps local.* — J'appellerai temps local ou plutôt heure locale aux différents points d'un système, l'heure marquée par des horloges de construction identique et parfaite qu'on a d'abord réunies en un même point, qu'on a mises à la même heure, puis qu'on a écartées les unes des autres avec une vitesse *infinitement petite*, jusqu'à ce que chacune occupe sa position définitive dans le système. Faisons donc cette série d'opérations dans un système entraîné avec la vitesse  $\beta V$ , en opérant sur deux horloges, l'une A immobile par rapport au système, en un point que nous prendrons pour origine et l'autre B étant

écartée avec une vitesse supplémentaire  $v$  dans le sens de l'entraînement général, par exemple, jusqu'à ce qu'elle soit à une distance  $x$  de la première ( $x$  est la distance absolue mesurée par  $\Omega$ ); l'horloge B est maintenant immobile, mais on va voir qu'elle ne marque plus la même heure que A ; elle est en retard et ce retard sera perçu par  $\Omega$ . Posons :

$$v = \gamma V.$$

L'horloge A a une vitesse absolue  $\beta V$ , tandis que B a une vitesse absolue :

$$(\beta + \gamma) V.$$

Si  $T_0$  est la période d'oscillation lors du repos absolu et si l'on désigne par  $T_A, T_B$  les périodes absolues des deux horloges, on a :

$$T_A = \frac{T_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad T_B = \frac{T_0}{\sqrt{1 - (\beta + \gamma)^2}}.$$

L'horloge B a été déplacée dans le système pendant une durée absolue :

$$\frac{x}{v}.$$

Pendant cette durée, l'horloge A a fait :

$$\sqrt{1 - \beta^2} \frac{x}{v} \text{ oscillations.}$$

et l'horloge B n'en a fait que :

$$\sqrt{1 - (\beta + \gamma)^2} \frac{x}{v}$$

telles sont donc les heures qu'elles indiquent ; le retard de B sur A est :

$$\frac{x}{v} [\sqrt{1 - \beta^2} - \sqrt{1 - (\beta + \gamma)^2}] = \frac{x}{V} \frac{\sqrt{1 - \beta^2} - \sqrt{1 - (\beta + \gamma)^2}}{\gamma}.$$

ce retard dépend de  $\gamma$ , c'est-à-dire de  $v$ ; mais comme, par définition,  $v$  doit être infiniment petite, nous devons prendre la limite de cette expression pour  $\gamma = 0$ , ce qui donne :

$$\frac{x}{V} \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Les heures marquées par les horloges sont donc les suivantes :

Horloges de $\Omega$ (repos absolu).....	$t_{\Omega}$
Horloge A origine dans le système entraîné.	$t_{\Omega} \sqrt{1 - \beta^2}$
Horloge B à distance $x$ de l'origine.....	$t_{\Omega} \sqrt{1 - \beta^2} - \frac{\beta x}{V \sqrt{1 - \beta^2}}$

C'est la *deuxième* expression donnée par Lorentz pour le temps local (1). C'est aussi l'expression obtenue par Einstein, qui s'est placé à un point de vue tout différent (2). On remarque que ces résultats sont indépendants de toute hypothèse sur le mécanisme des phénomènes et même de toute théorie électrique (3). Ils sont même indépendants de l'existence de l'éther en tant qu'agent de transmission ; nous ne nous sommes, en effet, servi de l'éther que pour préciser les notions de repos et de mouvement absolus.

Revenons maintenant à la pression de radiation. Il suffit de reprendre la démonstration de M. Poynting en continuant à admettre les deux premières hypothèses, mais en tenant compte du ralentissement des phénomènes périodiques.

Considérons une surface plane émettant dans une direction normale une radiation de période  $T_{\Omega}$  au repos : la longueur d'onde sera :

$$\lambda = VT_{\Omega}.$$

Si la densité de l'énergie est  $E$ , l'énergie contenue dans un faisceau ayant l'unité de section et une longueur correspondant à une durée de une seconde sera  $EV$ . Supposons la source en mouvement dans le sens de la propagation ; la section du faisceau est la même (car il n'y a pas de contraction transversale) ; la longueur du faisceau n'est plus que  $V - u = V(1 - \beta)$ . Calculons le nombre d'ondes ; pendant une seconde, la source en a émis un nombre égal à :

$$\frac{1}{T} = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{T_{\Omega}};$$

la longueur d'onde est donc :

$$\lambda' = (V - u) T_{\Omega} (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} = VT_{\Omega} \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}};$$

(1) *Ions, Electrons*, 1, p. 480. — *The Theory of Electrons* (Teubner, 1909), p. 326.

(2) Archives de Genève, 13 janvier 1910. Einstein règle les horloges après qu'elles sont à leur poste.

(3) Dans un travail que j'ai présenté au Congrès de Bruxelles, j'ai montré qu'on peut établir dans les mêmes conditions, l'ensemble de la transformation de Lorentz.



on n'a donc pas :

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = (1 - \beta),$$

mais

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}.$$

La densité de l'énergie variant en raison inverse du carré de la longueur d'onde, quand l'amplitude reste la même; nous aurons, en appelant  $E'$  l'énergie dans ce cas :

$$\frac{E'}{E} = \frac{\lambda^2}{\lambda'^2} = \frac{1 + \beta}{1 - \beta}.$$

L'énergie contenue dans le faisceau sera :

$$E' (V - u) = E'V (1 - \beta) = EV (1 + \beta).$$

Puisque l'on a admis que l'énergie versée est encore  $EV$  et que l'énergie contenue dans le faisceau est  $EV (1 + \beta)$ ; il faut que la pression  $p$  ait développé un travail égal à leur différence :

$$pV\beta = EV\beta \quad \text{donc} \quad p = E$$

quelle que soit la vitesse  $u$ .

Si donc on admet les deux hypothèses énoncées par M. Poynting, la pression pendant le mouvement uniforme a la même valeur que lors du repos; un corps émettant des radiations dans toutes les directions ne subira donc de ce fait aucun ralentissement; il obéira au principe de l'inertie.

Les conditions seraient toutes différentes pour des corps ayant un pouvoir réflecteur et atteints par les radiations d'une source extérieure.

## LA PHOTOGRAPHIE ET LA REPRODUCTION D'UNE COURBE SONORE <sup>(1)</sup> ;

Par M. SAMUEL LIFCHITZ.

I. Rappelons d'abord que la loi  $y = F(t)$  d'un phénomène complexe périodique quelconque, peut toujours se développer suivant

<sup>(1)</sup> Communication faite à la Société française de Physique; séance du 17 février 1911.

une série de Fourier et prendre ainsi l'une des deux formes équivalentes (1), (2) :

$$(1) \quad F(t) = A_0 + A_1 \cos 2\pi \frac{t}{T} + A_2 \cos 2\pi \frac{2t}{T} + \dots + A_m \cos 2\pi \frac{mt}{T} + \dots \\ + B_1 \sin 2\pi \frac{t}{T} + B_2 \sin 2\pi \frac{2t}{T} + \dots + B_m \sin 2\pi \frac{mt}{T} + \dots$$

$$(2) \quad F(t) = A_0 + \alpha_1 \cos \frac{2\pi(t-p_1)}{T} + \alpha_2 \cos 2\pi \frac{2(t-p_2)}{T} \\ + \dots + \alpha_m \cos 2\pi \frac{m(t-p_m)}{T} + \dots$$

Les coefficients de ces deux développements satisfont aux relations évidentes :

$$\alpha^2_m = A^2_m + B^2_m; \quad \text{tang } 2\pi \frac{mp_m}{T} = \frac{B_m}{A_m}.$$

Ils sont d'ailleurs déterminés par les intégrations suivantes :

$$A_0 = \frac{1}{T} \int_0^T F(t) dt; \quad A_m = \frac{2}{T} \int_0^T F(t) \cos 2\pi \frac{mt}{T} dt; \\ B_m = \frac{2}{T} \int_0^T F(t) \sin 2\pi \frac{mt}{T} dt.$$

II. Terquem, dans son grand travail <sup>(1)</sup> ayant pour objet l'étude du son reproduit par des ébranlements obtenus dans un seul sens, a examiné le cas particulier où  $y = F(t)$  représente une sinusoïde.

Nous avons essayé d'examiner en détail le cas plus général d'un phénomène périodique quelconque.

Supposons que sur une surface mobile, glissant uniformément le long de l'axe des abscisses, on ait dessiné une courbe périodique donnée :

$$y = F_c(t),$$

et découpé dans cette surface des trous limités par l'axe des abscisses et la courbe (*fig. 1*).

Pendant le mouvement, ces trous ouvriront une fente très étroite située le long de l'axe des ordonnées. L'air sous une pression constante s'échappe alors de cette fente.

De cette façon des ébranlements extérieurs se produisent dans un seul sens suivant la loi  $y = F_c(t)$ .

<sup>(1)</sup> *Annales scient. de l'Ecole normale supérieure*, VII (1870), 280-294; C. R., LXXIII (1871).

Représentons par

$$F_c(t) = N + \sum_1^p \left[ \beta_n \cos \left( 2\pi \frac{nt}{T} + \varphi_n \right) \right]$$

l'ordonnée  $y$  de la courbe donnée, la valeur  $p$  pouvant devenir infinie, la courbe convient à tous les cas possibles.

Si, pour répondre aux divers cas, nous déplaçons l'axe des abscisses parallèlement à lui-même, nous changeons en même temps la position du point A origine des coordonnées. En conséquence  $N$  et les  $\varphi_n$  varieront, mais les  $\beta_n$  resteront invariables.

Pour étudier le phénomène sonore obtenu de cette manière, il faut tout d'abord déterminer les coefficients de la série de Fourier :

1° Lorsque  $AB = \omega$  et  $AC = R\varphi = T$ , on a :

$$F_c(t) = F_c(t)$$

de  $t = 0$  jusqu'au  $t = \omega$  et

$$F_c(t) = 0 \quad \text{de} \quad t = \omega \quad \text{jusqu'au} \quad t = T.$$

Nous obtiendrons pour les coefficients A et B les valeurs suivantes :

$$A_0 = \frac{1}{T} \int_0^{\omega + T} F(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^{\omega} F_c(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^{\omega} \left\{ N + \sum_1^k \left[ \beta_n \cos \left( 2\pi \frac{nt}{T} + \varphi_n \right) \right] \right\} dt$$

$$= \frac{N\omega}{T} + \sum_1^k \left\{ \frac{\beta_n}{2\pi n} \left[ \sin \left( 2\pi \frac{n\omega}{T} + \varphi_n \right) - \sin \varphi_n \right] \right\};$$

$$A_m = \frac{2}{T} \int_0^{\omega + T} F(t) dt \cos 2\pi \frac{mt}{T} dt = \frac{2}{T} \int_0^{\omega} F_c(t) \cos 2\pi \frac{mt}{T} dt$$

$$= \frac{2}{T} \int_0^{\omega} N \cos 2\pi \frac{mt}{T} dt + \frac{2}{T} \int_0^{\omega} \sum_1^k \left[ \beta_n \cos \left( 2\pi \frac{nt}{T} + \varphi_n \right) \right] \cos 2\pi \frac{mt}{T} dt$$

$$= \frac{N}{\pi m} \sin 2\pi \frac{m\omega}{T} + \sum_1^k \frac{\beta_n}{2\pi} \left[ \frac{\sin \left( 2\pi\omega \frac{m+n}{T} + \varphi_n \right) - \sin \varphi_n}{m+n} + \frac{\sin \left( 2\pi\omega \frac{m-n}{T} + \varphi_n \right) - \sin \varphi_n}{m-n} \right];$$

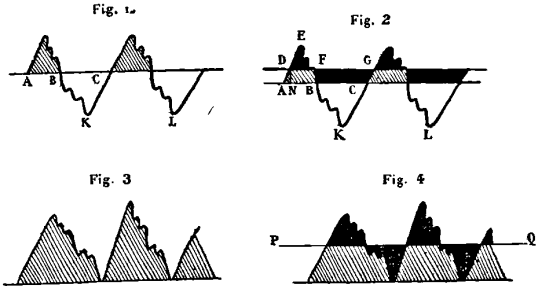
$$B_m = \frac{2}{T} \int_0^{\omega} N \sin 2\pi \frac{mt}{T} dt + \frac{2}{T} \int_0^{\omega} \sum_1^k \left[ \beta_n \cos \left( 2\pi \frac{nt}{T} + \varphi_n \right) \sin 2\pi \frac{mt}{T} dt \right]$$

$$= \frac{2N}{\pi m} \sin^2 \pi m \frac{\omega}{T} +$$

$$\sum_1^k \frac{\beta_n}{2\pi} \left[ \frac{\cos \varphi_n - \cos \left( 2\pi\omega \frac{m+n}{T} + \varphi_n \right)}{m+n} + \frac{\cos \varphi_n - \cos \left( 2\pi\omega \frac{m-n}{T} + \varphi_n \right)}{m-n} \right].$$

Pour avoir le phénomène sonore, reproduit en réalité, il faut construire graphiquement la courbe  $F_c(t) - A_0$ , qui représente les compressions et les dilatations de l'air ; les sections DEF et BCGF relatives à la courbe étant égales entre elles (fig. 2), car

$$DN = A_0 \quad \text{et} \quad TA_0 = \int_0^{\omega} F_c(t) dt.$$



En général, comme on le voit par la première formule,  $A_0$  est toujours différent de  $N$ , et le mouvement sonore, reproduit en réalité, est représenté par une courbe différente de la courbe donnée :

$$y = F_c(t).$$

Si cette dernière courbe représente elle-même un mouvement sonore quelconque, alors le mouvement  $F_c(t) - A_0$  sera différent d'une série d'harmoniques supplémentaires dont l'amplitude et la durée peuvent être calculées exactement pour chaque cas déterminé.

2° Soit maintenant  $\frac{\omega}{T} = 1$ .

La condition  $\omega = T$  signifie que dans la surface mobile les trous sont découpés de telle sorte qu'ils soient égaux à la surface entière de la courbe (fig. 3).

Dans ce cas,  $A_0 = N$ ,  $A_m = 0$  pour toutes les valeurs de  $n$ , sauf pour  $n = m$ , qui rend  $A_m$  indéterminé ; de même  $B_m = 0$  pour toutes les valeurs de  $n$ , sauf pour  $n = m$ , qui rend  $B_m$  indéterminé.

Il vient alors :

$$A_{m \frac{\omega}{T} = 1} = \frac{\beta_n}{2\pi} \left\{ \frac{\sin [2\pi(m-n) + \varphi_n] - \sin \varphi_n}{m-n} \right\}_{m=n} \\ = -\beta \cos [2\pi(m-n) + \varphi_n]_{m=n} = -\beta_n \cos \varphi_n$$

et

$$B_{\frac{m}{T}=1} = \frac{\beta_n}{2\pi} \left\{ \frac{\cos \varphi_n - \cos [2\pi(m-n) + \varphi_n]}{m-n} \right\}_{m=n}$$

$$= \beta_n \sin [2\pi(m-n) + \varphi_n]_{m=n} = \beta_n \sin \varphi_n.$$

Donc tous les harmoniques supplémentaires disparaissent et

$$\alpha_m = A_m^2 + B_m^2 = \beta_n.$$

Le phénomène sonore reproduit en réalité sera représenté par :

$$F(t) - A_0 = F_c(t) - N = \sum_1^k \left[ \beta_n \cos \left( 2\pi \frac{nt}{T} + \varphi_n \right) \right];$$

et graphiquement par la courbe transcrite sur l'axe des abscisses PQ, qui la divise en parties égales et qui est en même temps un axe de symétrie de tous les mouvements sinusoïdaux en lesquels se décompose le mouvement complexe. La *fig. 4* représente ce phénomène sonore.

L'un des côtés de l'axe des abscisses PQ correspond aux pressions et l'autre aux dilatations de l'air.

Nous dirons qu'on obtient ainsi la *reproduction sonore exacte* d'une courbe donnée.

Une courbe périodique quelconque est aussi représentée par un son. Cette reproduction peut être réalisée au moyen d'ébranlements produits dans un seul sens. Le phénomène sonore reproduit en réalité sera représenté par la courbe donnée transcrite sur l'axe des abscisses qui la divise en deux parties égales.

III. On a fait les premières expériences de reproduction du son au moyen des ébranlements produits dans un seul sens avec la sirène de Kœnig. M. Eichhorn<sup>(1)</sup> a réussi à reproduire ainsi, d'une façon assez nette, la courbe de la voyelle *a*, inscrite par M. Lahr. Les courbes des voyelles *u* et *e* sont moins nettes et la voyelle *o* tout à fait incompréhensible.

M. Hermann<sup>(2)</sup>, avec le même appareil, a reproduit la courbe de la voyelle *a* d'une manière très satisfaisante.

Kœnig lui-même a obtenu une bonne reproduction des voyelles de M. Hermann *a*, *o*, *e*.

(1) A. EICHORN, *Wied. Annalen* XXXIX (1890), p. 403.

(2) *Pflug. Archivf. d. ges. Physiologie* (1890), p. 574; *Wied. Annalen* LVII (1896) p. 339.

Mais la sirène de Kœnig étant peu précise, nous devons supposer que les reproductions nettes et exactes d'une courbe indiqueront bien le caractère général de la voyelle elle-même, mais non toutes ses nuances. A cause de certains défauts de construction, l'appareil de Kœnig ne se prête pas à la vérification expérimentale de toutes les déductions analytiques indiquées plus haut.

La sirène de Kœnig ne comporte pas une fente s'ouvrant toujours sur une grandeur déterminée, mais fournit un courant constant d'air qui frappe les dents d'un disque, et le choc dépend de la forme des dents. Les chocs produits par le courant d'air sur les dents font naître une série de bruits supplémentaires et exigent, pour avoir le son fondamental plus net, une fente relativement très ouverte. A cause de cela, la sirène de Kœnig donne quelquefois des résultats foncièrement inexacts, comme par exemple le déplacement des phases des harmoniques dont Kœnig<sup>(1)</sup> a remarqué l'influence sur l'oreille; ce défaut, d'après les expériences de M. Lasareff<sup>(2)</sup>, n'existe pas dans la sirène plus récente.

Pour pouvoir appliquer à la sirène nos déductions analytiques, il faut qu'elle satisfasse aux conditions suivantes : la fente d'air doit être toujours ouverte exactement sur la grandeur de l'ordonnée de la perforation et de plus la fente doit être très étroite par rapport à sa longueur. Enfin la pression de l'air doit être constante et indépendante de la longueur de la partie ouverte.

Nous avons cherché à remplir ces conditions ainsi : la courbe donnée s'inscrit sur une mince pellicule. En employant un film cinématographique ordinaire, nous pouvons obtenir la courbe par voie photographique directe.

On découpe les trous dans cette pellicule KL, qui en se mouvant, s'applique étroitement sur les bords de la fente PR faite dans une chambre à air (*fig. 5*)

Entre le réservoir à air comprimé et notre chambre on place un réservoir supplémentaire d'un volume de 2 litres pour que la pression de l'air sortant soit plus uniforme.

Quand la courbe a une amplitude moyenne de 1 centimètre environ, et que la largeur de la fente est comprise entre 0<sup>mm</sup>,2 à 0<sup>mm</sup>,5, il suffit d'une pression d'air de quelques millimètres pour que la reproduction de la parole soit distincte.

(1) R. KOENIG, *Quelques expériences d'acoustique*, Paris (1882), 222.

(2) P. LASAREFF, *Jour. s. physico-chimique russe* (1910), p. 98-99.

Dans ces conditions, les bonnes inscriptions se reproduisent avec toutes leurs finesses sans aucun sifflement, ni aucun bruit. Une augmentation de pression ne donne pas de bons résultats, car alors l'air soulève le film sur les bords de la fente.

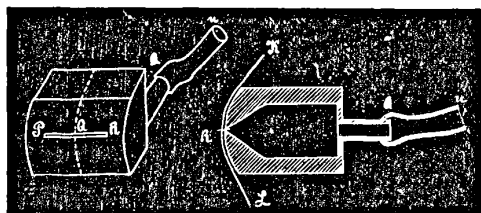


FIG. 5.

Quand on doit faire les expériences devant un grand auditoire, on use d'un porte-voix. Son extrémité en quelque sorte étirée devient une fente étroite, sur les bords de laquelle s'applique un film en mouvement.

L'air passe à travers une fente étroite pratiquée dans une chambre à air située en face de la première fente.

Ce dispositif permet d'augmenter la pression de l'air jusqu'à la valeur convenable.

Mais il se produit des oscillations provenant du porte-voix.

Un moteur synchrone du courant alternatif met en mouvement un perforateur, qui entraîne avec lui le film avec une vitesse de 1<sup>m</sup>,50 par seconde.

Le perforateur supérieur tourne avec un léger frottement, afin que ce film reste toujours tendu.

Le film se déroule de la bobine supérieure, puis s'enroule sur la bobine inférieure.

IV. *Photographie d'une courbe sonore.* — Plusieurs procédés ont été proposés pour la photographie des courbes de la parole humaine.

Lahr <sup>(1)</sup> photographiait les voyelles au moyen d'un phonographe de l'ancien modèle.

Hermann, à qui l'on doit de très belles photographies de toutes les voyelles et consonnes, a employé le nouveau modèle. Marage <sup>(2)</sup>,

<sup>(1)</sup> LAHR, *Wied. Ann.*, XXVII (1886), p. 94.

<sup>(2)</sup> M. MARAGE, *C. R.*, CXXVIII (1899), p. 423.

d'après la méthode de Froelich, a obtenu ces photographies à l'aide d'une membrane de caoutchouc et d'un miroir. Blondel <sup>(1)</sup>, Devaux-Charbonnel <sup>(2)</sup> emploient un oscillographe.

Nous nous sommes arrêtés à la méthode la plus simple, qui consiste à photographier la courbe au moyen d'une membrane et d'un miroir.

Les premières expériences ont été faites avec une membrane non tendue reliée par un cheveu fin et flexible à un petit miroir très mobile autour d'un léger axe d'acier.

On a examiné successivement les inscriptions obtenues à l'aide de membranes en liège, en caoutchouc, en verre et en fer (membrane d'un téléphone).

Toutes ces inscriptions ont donné des résultats négatifs. Les mots inscrits étaient incompréhensibles, parce qu'ils étaient altérés par les mouvements propres de la membrane.

On n'a obtenu de bons résultats qu'avec une membrane bien tendue.

Voilà la disposition donnant jusqu'à présent les meilleurs résultats.

Une membrane de liège d'un diamètre de 60 millimètres et d'une épaisseur de 0<sup>mm</sup>,4.

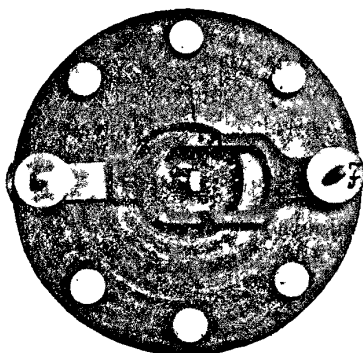


FIG. 6.

A une corde d'acier d'un diamètre de 0<sup>mm</sup>,1 et de 20 millimètres de longueur fortement tendue et resserrée aux extrémités AB (fig. 6)

(1) A. BLONDEL, C. R., CXXXIII (1901), p. 786.

(2) DEVAUX-CHARBONNEL, C. R., CXLVI (1908), p. 1258.



est soudée une mince plaque de cuivre de 10 millimètres de longueur et 1 millimètre de largeur DE avec une petite proéminence de 3 millimètres au milieu C. A cette plaque est fixé un petit miroir plan  $3 \times 2$  millimètres. La proéminence de la plaque s'appuie à son extrémité sur une petite colonne de liège collée au milieu de la membrane.

La vis F permet de déplacer plus ou moins la petite proéminence et de régler ainsi la pression sur la membrane.

On obtient plus de netteté quand la pression est plus grande, ou plus de sensibilité ; il est toujours facile de trouver le juste milieu.

Il est encore indispensable de savoir que l'humidité produite par la respiration agit sur la membrane en liège et déplace son centre.

C'est pourquoi il faut se tenir aussi loin que possible pendant l'inscription ; le porte-voix est alors très utile.

L'inscription se fait de la façon suivante : on projette la lumière de l'arc électrique sur le miroir à travers un diaphragme très mince donnant dans son prolongement l'image d'un point lumineux.

La distance du miroir à cette image, c'est-à-dire la longueur du rayon lumineux, était égale à 1 mètre environ.

La courbe obtenue à l'aide d'un point lumineux a toujours une certaine épaisseur, et ses bords ne sont pas très nettement limités.

Pour remédier à cet inconvénient, nous avons photographié la courbe au moyen d'une fente lumineuse.

Ce procédé est d'autant plus commode qu'on peut employer, dans ce cas, des diaphragmes assez grands et obvier ainsi à tous les inconvénients : phénomènes de diffraction inévitables avec les petits diaphragmes et nuisant à la netteté de l'image.

Le diaphragme de la lanterne a la forme d'un rectangle. Son image est projetée du miroir sur le film.

Dans ce cas, il suffit qu'un seul bord soit bien projeté, à savoir le bord antérieur.

A quelques millimètres du film et croisant la direction de la projection, on place un petit écran opaque dans lequel est pratiquée une fente étroite disposée le long de l'axe des ordonnées.

De cette façon le film reçoit un mince pinceau lumineux à contours très nets se détachant de toute la projection.

La surface sombre de la courbe a alors des bords très nets.

Pendant l'inscription, on peut ajouter un écran immobile dont le bord antérieur repose sur l'axe des abscisses, coupant la courbe.

Le négatif sera représenté par des taches noires séparées les unes

574 LIFCHITZ. — REPRODUCTION D'UNE COURBE SONORE  
des autres et limitées par l'axe des abscisses et la courbe  
(fig. 7 et 8).

Après avoir été impressionné, le film est développé, fixé, puis plongé pour le rendre plus souple dans un bain de glycérine et d'alcool pendant cinq minutes. Il est ensuite séché et découpé (fig. 9 et 10).

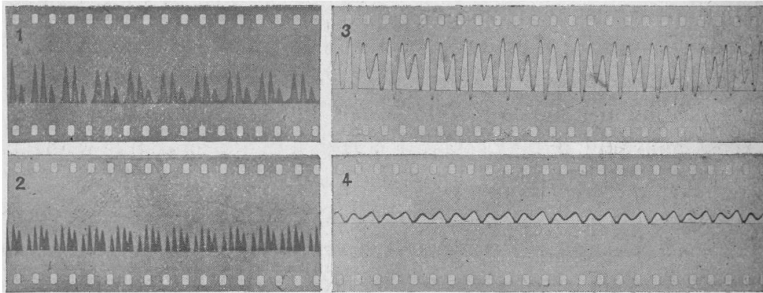


FIG. 7, 8, 9 et 10.

Dans ce but, il est très commode de se servir des plumes statiques employées en photographie pour découper les positifs.

Avec de l'habitude on arrive à découper très exactement et très rapidement la courbe.

Nous avons essayé aussi de perforer le film par un procédé chimique, mais cela demande beaucoup plus de technique.

On prépare le négatif d'après le procédé indiqué plus haut. Avec ce négatif on tire une épreuve sur une pellicule métallique mince, enduite de gélatine bichromatée.

Ce positif est ensuite traité par l'eau chaude, et la gélatine qui correspond aux taches sombres se dissout, découvrant une surface qui est rongée par un acide.

On peut aussi employer comme positif un film de celluloïd dont les parties découvertes sont traitées par l'acétone.

L'autre côté du film est appliqué étroitement au verre.

Mais ce procédé est plus délicat que la corrosion sur le métal.

En reproduisant la courbe, nous découpons soit des surfaces entières, limitées par la courbe et la ligne reliant les sommets (cette ligne forme une courbe brisée avec une période d'oscillation très longue et sans influence sur les résultats), soit des surfaces incomplètes, limitées par la courbe et l'axe des abscisses, qui la coupe.

En passant du premier au second procédé, on ne trouve pas de différence sensible dans la reproduction de l'inscription.

Cette différence n'apparaît que dans le cas où l'axe des abscisses commence à dépasser les limites de l'axe symétrique des abscisses. De cette façon, quand on obtient des courbes sonores, qui sont en général symétriques, l'oreille ne perçoit pas les harmoniques qui doivent apparaître, d'après la théorie.

La perception sonore, dans le cas des surfaces incomplètes, semble plus simple que cela n'apparaît dans la série de Fourier.

---

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CLII, N° 21, 22, 23, 24, 25 ; mai-juin 1911.

A. PÉROT et M<sup>lle</sup> LIMDSTEDT. — Sur la longueur d'onde de la raie solaire  $b_2$ . — P. 1367.

Mesure de la raie solaire  $b_2$  du magnésium par la méthode de Pérot pour l'une des raies du fer <sup>(1)</sup>. La longueur d'onde de la raie terrestre est plus petite que celle de la raie solaire d'environ  $6.10^{-3}$  angström, et la vitesse de rotation des centres absorbants le long de l'équateur a une valeur plus élevée de  $0^{\circ},4$  pour le magnésium que pour le fer.

L. RIÉTY. — Force électromotrice produite par l'écoulement d'une solution de  $SO^4Cu$  dans un tube capillaire. — P. 1375.

Lorsqu'on fait écouler par un tube capillaire sous une pression de 90 atmosphères une solution à 10 grammes de  $SO^4Cu$  cristallisé par litre, le potentiel à la sortie du tube est environ plus grand de  $0^{\circ},03$  qu'à l'entrée, indiquant un transport d'électricité positive dans le sens du courant liquide. Pour les solutions étudiées contenant de 2 à 20 grammes de sulfate par litre d'eau, le produit de la conductibilité électrique par la différence de potentiel rapportée à une atmosphère est sensiblement constant.

---

(1). C.R. 4 juillet 1910.

GEORGES CLAUDE. — Sur les tubes luminescents au néon. — P. 1377.

On sait que dans les tubes de Moore et de Crookes il y a absorption progressive du gaz employé. Dans les tubes à néon, en particulier, il y a rapide vaporisation des électrodes et extinction du tube. Pour augmenter la vie du tube on diminuera cette vaporisation en prenant des électrodes de grandes dimensions, des tubes longs (5 à 6 mètres) dont le rendement est de 0,8 watt par bougie, et dont le régime, à différence de potentiel d'alimentation constante, se maintient sans réglage pendant toute leur durée.

JEAN PERRIN. — Les grandeurs moléculaires (nouvelles mesures). — P. 1380.

Rappel des méthodes. L'étude soignée, avec une même émulsion bien uniforme, de la répartition d'équilibre que prend, sous l'action de la pesanteur une émulsion de grains par mouvement brownien, donne, avec une erreur probablement inférieure à 2 0/0, pour la charge de l'électron la valeur :

$$4,2 \cdot 10^{-10}$$

et pour la constante d'Avogadro :

$$N = 68,8 \cdot 10^{22}.$$

BANCELIN. — La viscosité des solutions. — P. 1383.

Assez bonne vérification, avec des émulsions de gomme-gutte, de bleu de méthylène, de sucre et de glycérine dans l'eau, de la formule d'Einstein :

$$k' = k (1 + 2,5\varphi).$$

$k'$ , coefficient de viscosité de l'émulsion ;

$k$ , coefficient de viscosité de l'eau contenant en suspension de petites sphères solides ;

$\varphi$ , le volume total des sphères solides contenues dans l'unité de volume de l'émulsion.

De là on déduit  $N = 70 \cdot 10^{22}$ ,  $N$  désignant le nombre de molécules par molécule-gramme. Les dissolutions de phénol, d'urée et les dissolutions salines ont un coefficient de viscosité beaucoup moindre.

E. HENRIOT. — Le rayonnement du rubidium. — P. 1384.

Il y a proportionnalité assez bonne entre le rayonnement et le pourcentage en rubidium. Les rayons sont plus intenses, mais moins pénétrants que ceux du potassium, et la plus grande partie d'entre eux ne peut se confondre avec un rayonnement  $\alpha$ .

PAUL BARY. — Sur le mode de dissolution des matières colloïdales. — P. 1386.

Une solution colloïdale est plus complexe qu'une solution ordinaire et elle est formée par un liquide tenant en suspension des particules solides liquides où l'attraction entre le liquide et le solide est équilibrée par la somme de la tension élastique du solide et de la tension superficielle. Les lois de Raoult ne leur sont donc pas applicables; de plus, les particules solides-liquides en suspension doivent être considérées comme des cellules spongieuses dans lesquelles le liquide dissous a pénétré par osmose et peut en sortir de la même manière si la nature du liquide extérieur varie. Un sel soluble changeant les pressions osmotiques peut donc amener la coagulation.

JACQUES DUCLAUX. — La constitution de l'eau. — P. 1387.

Dans la conception de Röntgen, l'eau est une solution de glace dans l'hydrogène, liquide idéal ne pouvant exister à l'état pur sans se polymériser aussitôt en partie, et formé de molécules plus simples que celles de la glace. Les théories thermodynamiques que développe l'auteur: études de la variation de la dilatation de l'eau avec la pression, de la variation de la compressibilité de l'eau avec la température, de la chaleur spécifique de l'eau, conduisent pour la molécule de glace à  $\text{H}_2\text{O})^{12}$ .

A. DE SCHULTEN. — Détermination des constantes cristallographiques de quelques apatites artificielles. — P. 1404.

Tableau.

H. DESLANDRES. — Explication simple des protubérances solaires et d'autres phénomènes par des champs magnétiques très faibles. — P. 1433 et 1541.

L'hypothèse de l'existence, dans les couches supérieures de l'atmosphère solaire, d'un champ magnétique même très faible, ayant les mêmes directions générales que le champ terrestre, permet d'expliquer les phénomènes des protubérances (en supposant l'ionisation du gaz des filaments et des protubérances avec prédominance des ions négatifs), de même qu'il explique la courbure des deux spires opposées des nébuleuses spirales, et le retard des perturbations magnétiques terrestres par rapport au passage dans le méridien central solaire des grosses taches qui sont supposées les produire. On peut encore supposer que « la couche supérieure entière a des ions d'un même signe, sauf à l'emplacement des filaments chargés de signe contraire. Avec un champ magnétique inverse du champ terrestre, la couche supérieure serait négative, le filament positif. Le sens du champ est le même autour du Soleil, sauf aux taches. »

CH.-ED. GUILLAUME. — Coefficient du terme quadratique dans la formule de dilatation des aciers au nickel. — P. 1450.

Les études de l'auteur sur les aciers-nickel ont mis en évidence et l'allure singulière des dilatabilités moyennes et l'existence de coefficients quadratiques (coefficients de courbure) variant entre une valeur négative et une valeur positive très supérieure à celle rencontrée dans les autres métaux ou alliages. Ce coefficient quadratique  $\beta$ , vers 20°, passe, par une montée brusque, par un maximum très élevé vers 28-29 0/0 de Ni, s'abaisse, traverse une région de valeurs négatives, puis se relève pour se raccorder à la valeur relative au nickel. Les coefficients fortement positifs et les coefficients négatifs correspondent au début et à la fin de la transformation du fer  $\gamma$  en fer  $\alpha$ ; les coefficients négatifs ont permis la construction d'un balancier compensateur intégral pour montres et chronomètres.

Le rôle du manganèse est négligeable à une teneur de 45 0 0 de Ni. Pour 31 0/0 de Ni, une faible addition de Mn relève le coefficient, une plus forte le ramène vers sa valeur normale.

Le chrome abaisse la valeur de  $\beta$  dans la région du maximum.

LÉMERAY. — Le principe de relativité et les forces qui s'exercent entre corps en mouvement. — P. 1465.

**Théorie mathématique.**

H. LAROSE. — Sur la propagation d'une discontinuité sur une ligne télégraphique avec perte uniforme. — P. 1469.

**Théorie mathématique.**

G.-A. HEMSALECH. — Sur le spectre de l'air donné par la décharge initiale de l'étincelle de self-induction. — P. 1471.

La décharge initiale est isolée par la méthode du courant d'air. Pour une distance explosive donnée, l'intensité du spectre de la décharge initiale d'une étincelle de self-induction varie en raison inverse de la capacité du condensateur et en raison directe de la self-induction du circuit de décharge. L'augmentation de la capacité des électrodes produit un renforcement du spectre de lignes, tandis que les bandes s'affaiblissent et *vice versa*. Les modifications dépendent donc de deux facteurs : degré de conductibilité de la couche d'air entre les électrodes et intensité de la décharge. Ainsi pour l'azote. on a :

Nature du spectre	Siège des centres d'émission	Caractère de la décharge	Etat de la couche d'air avant la décharge
1 <sup>er</sup> spectre de lignes	Décharge initiale	Intense et rapide	Non ionisé
2 <sup>e</sup> —	Oscillations	Intense et assez rapide	Ionisé
Bandes positives	Décharge initiale	Faible et rapide	Non ionisé
Bandes négatives	Oscillations	Intense à moyenne assez lente	Ionisé

ANDRÉ LÉAUTÉ. — Sur les irrégularités du potentiel disruptif. — P. 1474.

Dans l'air, le potentiel explosif présente des irrégularités considérables, fonction du temps qui s'écoule entre deux étincelles, plus nombreuses pour une charge rapide que pour une charge lente. L'inverse se produit dans l'huile, le pétrole, la paraffine. Les limiteurs à intervalles multiples fonctionneront donc mieux dans l'huile, même sale, du moins pour les charges brusques qui sont celles pré-

cisément auxquelles il faut parer. Il faut proscrire en outre les fortes courbures d'électrodes et empêcher l'action des rayons ultraviolets.

H. LIORET, F. DUCRETET et E. ROGER. — Dispositif d'enregistrement à distance d'une transmission téléphonique sur cylindres ou disques photographiques. — P. 1476.

Utilisation du « poste téléphonique haut-parleur Gaillard-Ducretet ». Le microphone placé à distance laisse passer un courant voisin de 0<sup>amp</sup>,5. Les variations de ce courant sont reproduites dans le récepteur téléphonique placé dans le circuit direct pour 3 à 400 mètres, dans un circuit induit, en utilisant une bobine d'induction, pour 10 à 15 kilomètres. Ce récepteur est ajusté exactement à la place de l'embouchure ordinaire du porte-diaphragme récepteur. Les vibrations de la membrane du récepteur sont communiquées au diaphragme et au style du phonographe par l'intermédiaire d'une chambre remplie d'air, de volume variable à volonté, communiquant avec l'extérieur par un petit trou pour empêcher la compression de l'air.

PIERRE SÈVE. — Sur la mesure des champs magnétiques en valeur absolue.  
P. 1478.

Vérification des valeurs données par la balance Cotton par le montage suivant : une bobine de surface  $s$  est enlevée du champ  $H$  à mesurer ; dans le même circuit se trouve une bobine de surface  $S$  placée dans un champ  $h$  connu (dû au passage d'un courant connu dans un solénoïde). On s'arrange de façon que la quantité d'électricité induite produite par l'enlèvement de la bobine soit égale à celle qui résulte de l'inversion du courant dans le solénoïde. Alors  $Hs = 2hS$ .

On utilise un flux-mètre à la place du balistique.  $\frac{S}{s}$  se mesure par un montage analogue à celui de Maxwell pour la comparaison de deux coefficients d'induction mutuelle, montage valable en alternatif si la réactance des circuits induits est négligeable par rapport à leur résistance ohmique.

On est assuré aussi de pouvoir mesurer des champs de 15.000 gauss au  $\frac{1}{1.000}$  près.



E. BAUD. — Sur la chaleur moléculaire de fusion. — P. 1481.

Théorie montrant que, à pression constante :

$$\frac{Q}{T} = K(V - V').$$

La chaleur moléculaire  $Q$  de fusion est proportionnelle à la température absolue de fusion  $T$  et à la variation de volume moléculaire  $(V-V')$  à la température de fusion,

A. TIAN. — Sur les radiations qui décomposent l'eau et sur le spectre ultra-violet extrême de l'arc au mercure. — P. 1483.

Les radiations qui décomposent l'eau, avec formation d'H et d'H<sup>2</sup>O<sup>2</sup>, sont localisées dans l'ultra-violet extrême au delà de 1.900 angströms.

La lumière de la lampe à mercure en quartz détermine cette décomposition grâce à la présence des radiations 1846, 1848, 1851 ; celle émise par l'étincelle entre électrodes d'aluminium possède la même propriété.

CHARLES MOUREU et ADOLPHE LÉPAPE. — Sur le rapport de l'argon à l'azote dans les mélanges gazeux naturels et sa signification. — P. 1533.

Tableau montrant la constance du rapport argon azote. Cette constance exige que la majeure partie de l'azote ait toujours été libre depuis l'origine de la Terre. Quant à l'origine des gaz, on est conduit à penser que la majeure partie des gaz présents dans les sources doit provenir du noyau terrestre incandescent.

BOUDRY. — Sur une nouvelle méthode d'utilisation à distance des eaux minérales thermales. — P. 1535.

On les embouteille au griffon de la source dans un flacon stérilisé, à double paroi de vide et à bouchon à double paroi de vide. On l'ouvre seulement une fois plongé dans l'eau, et on le bouche sous l'eau par une fermeture à ressort. Ce flacon est contenu en outre

dans une enveloppe métallique à double paroi opaque, qui sera hermétiquement close après introduction d'une quantité de baryte hydratée telle qu'elle crée une zone continue de chaleur par-dessus la zone de vide.

JEAN PERRIN et NIELS BJERRUM. — L'agitation moléculaire dans les fluides visqueux — P. 1569.

Expériences préliminaires montrant que les lois des gaz parfaits restent applicables à des émulsions dont la viscosité dépasse le centuple de celle de l'eau.

ANDRÉ BLONDEL. — Application de la syntonie acoustique et électrique à l'hydrotélégraphie; méthode pour la réaliser. — P. 1571.

Les signaux sont produits au moyen de cloches immergées dans l'eau. Ils sont recueillis au moyen d'un microphone également immergé et relié à un téléphone écouteur. On syntonise les sons fondamentaux des trois appareils, en utilisant l'oscillographe Blondel combiné avec un microphone et en comparant avec un électro-diapason.

F. CROZE. — Sur le second spectre de l'hydrogène dans l'extrême rouge  
P. 1574.

Tableau.

M. CHANOZ. — Développement physique d'une image radiographique après fixage par l'hyposulfite de soude et lavage prolongé de la plaque sensible irradiée. — P. 1577.

Deux plaques Lumière (étiquette bleue), accolées par leur face gélatine, sont entourées de papier noir imperméable. On dispose dessus le radiochromomètre Benoist et on irradie par le rayonnement d'un tube de Crookes. L'une des plaques, après immersion à l'abri de la lumière dans l'hyposulfite, puis quand elle est devenue transparente après lavage à grande eau, est recouverte d'un révélateur physique (eau, 125 grammes; sulfite de Na anhydre, 25;  $\text{NO}^3\text{Ag}$  cristallisé, 1; paraphénylène-diamine, 1). Pour une pose suffisante, on a le né-

gatif radiographique après fixage A. Ce négatif est confronté avec le négatif ordinaire B obtenu en traitant, à l'abri de la lumière, la deuxième plaque, d'abord par le développement au diamidophénol, puis par l'hyposulfite après lavage. On trouve alors : 1° que l'opacité de A après fixage croît avec la durée d'action du révélateur physique sans atteindre celle de B ; 2° que l'irradiation minima pour fournir la plus faible image appréciable à l'œil n'est pas la même pour A et B ; 3° pour les irradiations moyennes, les images A et B du radiochromomètre varient à peu près parallèlement ; 4° pour de longues irradiations, B peut devenir confus ; A donne encore des indications nettes. Aussi y aurait-il, dans certains cas, intérêt à traiter la plaque irradiée par les rayons X plutôt par un révélateur physique, après fixage, que par un développeur chimique habituel.

L. BRUNINGHAUS. — Sur la loi de Stokes et une relation générale entre l'absorption et la phosphorescence. — P. 1578.

Historique. Étude et tableau montrant que : tous les corps phosphorescents solides ou liquides présentent, dans les spectres visible et ultraviolet (qui seuls ont été observés), une prédominance de grands pouvoirs émissifs pour des radiations de longueurs d'onde plus grandes que celles qu'ils absorbent facilement. On peut dire aussi : chez les corps phosphorescents, le spectre d'émission est décalé vers les grandes longueurs d'onde par rapport au spectre d'absorption.

JACQUES DUCLAUX et M<sup>me</sup> E. WOLLMAN. — Pression osmotique des colloïdes. P. 1580.

Étude faite avec une solution de nitrocellulose dans l'acétone donnant des solutions encore fluides pour des concentrations voisines de 20 0/0. Pour cette solution, comme pour d'autres déjà étudiées par M. Duclaux, la pression osmotique croît plus vite que la concentration. C'est donc un phénomène particulier aux colloïdes.

JULES AMAR. — Observation sur le rendement et l'évaluation du travail de l'homme. — P. 1618.

La comparaison des formes si variées de l'activité ouvrière professionnelle pourrait s'établir en faisant état de la dépense que cha-

cune d'elles nécessite, dépense évaluée très simplement en mesurant l'excès d'oxygène consommé pour une heure de travail, c'est-à-dire quand l'homme est parvenu au régime permanent de son activité. Il est extrêmement difficile, en effet, de déterminer la quantité de travail journalier par une mesure directe.

PIERRE ACHALME. — Viscosité et actions diastasiques. Hypothèse sur la nature des diastases. — P. 1621.

La vitesse d'action ne varie pas avec la concentration quand la viscosité augmente comme la concentration; elle marche dans le sens ou en sens inverse de la concentration, suivant que la viscosité augmente moins ou plus vite que la concentration. La viscosité joue d'ailleurs un rôle d'autant plus grand que le diamètre de la particule matérielle augmente, d'où la différence apparente entre l'action hydrolysante des acides et celle des diastases. Celles-ci sont des colloïdes catalyseurs présentant une charge électrique à leur surface, agités par le mouvement brownien. S'il y a résonance entre ce mouvement et celui de la substance passive, il y aura réaction sur cette substance.

HENRI BIERRY, VICTOR HENRI et ALBERT RANG. — Action des rayons ultra-violet sur le saccharose. — P. 1629.

On constate d'abord une hydrolyse de ce biose, puis une dégradation des hexoses formés, qui va jusqu'à la formation d'aldéhyde formique et d'oxyde de carbone.

LOUIS WERTENSTEIN. — Sur un rayonnement ionisant extrêmement absorbable émis par le radium C. — P. 1637.

Le radium C émet un rayonnement ionisant relativement intense, extrêmement absorbable, de pouvoir pénétrant analogue à celui des projections radioactives, peu déviable par le champ magnétique. Ce rayonnement est la projection du radium D par le radium C.

G. REBOUL. — Conductibilité accompagnant des réactions chimiques.  
P. 1660.

Dans l'attaque des métaux par le chlore ou le chlore dilué avec un gaz inerte, il se produit toujours une conductibilité plus ou moins forte, mais on ne peut jamais être à l'abri des variations superficielles qu'on pourra toujours rapprocher d'un barbotage.

LUIGI GIUGANINO. — Action de la translation terrestre sur les phénomènes lumineux. — P. 1662.

Théorie, en admettant que l'éther n'est pas entraîné dans le mouvement de la Terre, de l'expérience suivante : une onde lumineuse plane  $O_1O_2$ , de direction  $O_1S_1$ ,  $O_2S_2$ , est déviée par la surface réfléchissante  $S_1S_2$  de  $90^\circ$  suivant  $S_1O'_1$ ,  $S_2O'_2$  et traverse un appareil interférentiel ; on marque avec un oculaire micrométrique la position des franges d'interférence. Ensuite on pose en  $L_1$ , sur la partie  $O_1$ , avant réflexion, une lame transparente d'épaisseur  $l_1$  parallèle à l'onde, et en  $L_2$ , sur la partie  $O'_2$ , après réflexion, une lame d'épaisseur  $l_2$ . On note les nouvelles positions des franges d'interférence. Si  $l_2 = l_1$ , la théorie montre que les franges devront être déplacées d'une quantité égale à la largeur d'une frange.

G. MOREAU. — Sur l'ionisation corpusculaire des vapeurs salines et la recombinaison des ions d'une flamme. — P. 1664.

Comme les oxydes alcalino-terreux recouvrant les cathodes <sup>(1)</sup>, les sels alcalins contenus dans des nacelles formant aussi cathodes donnent un flux de corpuscules susceptible d'ioniser une vapeur saline. La conductibilité de cette vapeur est analogue à celle d'un gaz ordinaire ionisé : le courant croît avec le champ et tend vers un courant de saturation  $Q$  jamais atteint. De ce courant observé  $Q$ , on peut déduire le nombre  $p$  de molécules salines que chaque corpuscule cathodique peut dissocier ; on trouve ainsi que  $p$  varie avec le radical acide, varie assez peu avec le métal du sel vaporisé dans le corps de la flamme. Pour les sels de sodium,  $p$  change avec la

---

(1) C. R., 1<sup>er</sup> mai 1911.

nature de la cathode, sa température, sa durée d'échauffement. Enfin, avec différentes cathodes et diverses vapeurs salines, on trouve qu'il se produit en moyenne une recombinaison sur 500 collisions.

GEORGES MESLIN. — Sur la double réfraction circulaire du chlorate de sodium.  
P. 1666.

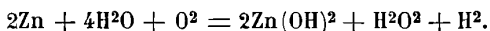
Un dispositif analogue à celui du triprisme a donné :

$$n_d - n_g = 0,000045.$$

pour le jaune. On sait que le triprisme est, en réalité, un parallépipède formé par l'assemblage de plusieurs prismes de quartz, alternativement droits et gauches.

MIROSLAW KERNBAUM. — Sur la décomposition de l'eau par les métaux.  
P. 1668.

Quand on secoue la poudre de zinc avec de l'eau en présence d'air, on a la réaction suivante :



Si on élimine l'air, l'H se dégage toujours, mais on n'observe pas d'H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>.

La même expérience se réalise un peu plus difficilement avec de la poudre de Mg, Al, Sn, Cd, etc.

La décomposition de l'eau par les métaux à chaud, par le courant, ou par les rayons  $\beta$ , doit avoir pour cause l'émission des électrons négatifs par un corps incandescent, la cathode ou les rayons  $\beta$ . Les rayons ultra-violet, les poussières ou les parois doivent agir comme catalyseurs.

L'auteur montre, de plus, qu'au point de vue de la dynamique chimique, la formule de décomposition de l'eau doit être :



Ca. MAUGUIN. — Orientation des cristaux liquides par le champ magnétique.  
P. 1680.

Étude de l'azoxyanisole et de l'azoxyphénétol. Sous l'action d'un champ magnétique, le liquide prend toutes les propriétés optiques

d'une lame cristalline uniaxe, dont l'axe optique est dirigé suivant les lignes de force.

Une lame d'azoxyanisole, orientée à la fois par le verre et le champ magnétique, peut être assimilée à une lame uniaxe oblique sur l'axe.

Avec des pellicules résiduelles, tout se passe comme si la masse liquide s'orientait dans la direction du champ magnétique donnant l'équivalent d'une lame perpendiculaire à l'axe, sauf dans une mince couche au voisinage du verre où l'action des pellicules est assez énergique pour contrebalancer celle du champ magnétique.

J. BOUSSINESQ. — Construction simple (en recourant seulement aux deux ellipsoïdes inverse et direct) de la vibration, du rayon lumineux et de la vitesse de ce rayon, pour chacun des deux systèmes d'ondes planes de direction donnée propagés dans un cristal transparent. — P. 1721.

**Théorie mathématique importante.**

J. HADAMARD. — Mouvement permanent lent d'une sphère liquide et visqueuse dans un liquide visqueux. — P. 1735.

**Théorie mathématique.**

LOUIS ROY. — Les discontinuités du premier ordre dans le mouvement des fils flexibles. — P. 1743.

**Théorie mathématique.**

JULES COURMONT et CH. NOGIER. — Diminution progressive du rendement en ultra-violet des lampes en quartz à vapeur de mercure, fonctionnant à haute température.

Cette diminution semble due à une modification de la paroi intérieure du tube de quartz, qui se recouvre d'un enduit grisâtre, ou peut-être aussi à une modification du milieu gazeux où se produit l'incandescence de la vapeur de mercure. Il ne faut donc pas compter sur la constance du rendement ultra-violet si les lampes fonctionnent à haute température, et il est nécessaire de refroidir les lampes pendant leur fonctionnement.

HENRI MALOSSE. — Photomètre pratique pour le contrôle du pouvoir lumineux des becs servant à l'éclairage public ou privé. — P. 1748.

Ce photomètre consiste essentiellement en deux prismes de verre fumé, associés à des prismes de verre ordinaire de manière à constituer ensemble deux lames à faces parallèles que l'on peut faire glisser horizontalement l'une devant l'autre. On réalise ainsi un milieu absorbant d'épaisseur variable à volonté. L'observateur, placé à une distance fixe, augmentera l'épaisseur absorbante jusqu'à ne plus distinguer des caractères typographiques. L'appareil, gradué au préalable, est muni d'une échelle qui indiquera alors le pouvoir éclairant de la source étudiée.

A. GUILLET. — Trieur par synchronisation. — P. 1749.

La synchronisation permet de résoudre le problème suivant : reproduire aux époques  $t + n\tau$  un même phénomène et suivre, en l'intégrant en tout ou partie, l'un de ses effets.

Pour cela, l'auteur utilise deux vibreurs à oscillations isochrones, installés de façon : 1° que l'un, entretenu électriquement, entretienne l'autre par résonance, la différence de phase étant invariable; et 2° qu'il soit facile de pouvoir faire varier et d'estimer la différence de phase.

Théorie du phénomène. Vérification expérimentale<sup>(1)</sup>.

A. LEDUC. — Nouvelle méthode pour déterminer le rapport  $\gamma$  des chaleurs spécifiques  $C$  et  $c$  des vapeurs. — P. 1752.

Méthode qui permet de déduire le rapport  $\gamma$  des chaleurs de vaporisation et des pressions maxima de vapeur, par la considération d'un cycle réversible particulier qu'indique l'auteur.

Calculs préliminaires donnant des valeurs approximatives de  $\gamma$  (on assimile en effet la vapeur à un gaz parfait) pour l'éther, la benzine, le chloroforme, l'acétone et l'eau.

---

(1) *Résumé des séances de la Société de Physique, séance du 16 juin 1911.*



L. DÉCOMBE. — Sur la chaleur de Siemens. — P. 1753.

La théorie de Lorentz confirme l'hypothèse de l'auteur touchant l'origine et la valeur de la chaleur de Siemens<sup>(1)</sup>. Celle-ci est attribuable à la polarisation des éléments de volume du système, c'est-à-dire à la portion du courant de déplacement qui a son siège dans le diélectrique, et elle se présente comme proportionnelle au carré de ce courant.

Les récentes expériences de Höchstädter, effectuées sous des différences de potentiel alternatives très élevées, permettent de généraliser l'expression de la chaleur de Siemens élémentaire qui se présente sous la forme  $\frac{1}{T} \psi \left( \frac{dm}{dt} \right)$ , T désignant la période,  $\frac{dm}{dt}$  le courant de polarisation, les fonctions  $\psi$  étant du second ordre par rapport à  $T \frac{dm}{dt}$ .

C. CAUDRELIER. — Fréquence des oscillations électriques qui prennent naissance dans l'étincelle.

L'étincelle de décharge est soufflée par un courant d'air de vitesse connue; on mesure la distance des premiers traits lumineux. La fréquence des oscillations qui produisent les traits lumineux a été ainsi trouvée de l'ordre de 10.000 à la seconde.

F. GRENET et P. BOULANGER. — Entonnoirs en porcelaine à pâte filtrante. P. 1759.

La méthode d'étude<sup>(2)</sup> de la porosité des pâtes céramiques a permis de réaliser des entonnoirs retenant intégralement les substances les plus fines,  $\text{SO}^4\text{Ba}$  par exemple.

La filtration se fera à la trompe. Ces entonnoirs peuvent se dessécher à l'étuve ou se chauffer au moufle; la substance recueillie pourra s'enlever par lavage à l'eau ou par une brosse.

(1) Voir *J. de Phys.*, ce vol., p. 359.

(2) GRENET, *C. R.*, 21 novembre 1910.

J. MEUNIER. — Sur les spectres de combustion des hydrocarbures et de différents métaux. — P. 1760.

Le gaz ne peut s'enflammer dans l'air à une proportion inférieure à 10 0/0 ou supérieure à 33 0/0.

Le spectre de Swan dépend et des hydrocarbures et de la combustion ; il est à remarquer que l'O ne manifeste sa présence par aucune raie. L'H s'enflamme dans l'air vers 13 0/0 et devient extincteur vers 70 0/0. Il ne donne pas de spectre de bandes ; mais il y a toujours deux bandes, l'une rouge  $\text{Ca}_1, \text{Ca}_2$  du calcium et une verte  $\text{Ca}\beta^1$  et  $\text{Ca}\beta^2$  ainsi que la raie D provenant des poussières.

Avec une flamme d'H et un fil de Pt passé sur de la craie, on a un spectre du Ca avec de la raie bleue 4226.

Avec la flamme de l'H et les métaux, on observe :

Avec Mg, de magnifiques bandes vertes dégradées vers le violet ;

Avec MgO, des bandes vertes ;

Avec Zn, flamme bleue et spectre de couleurs sans raies ni bandes ;

Avec Cd, une raie verte  $\lambda$  5379 ;

Avec Ni, de belles bandes dégradées vers le rouge ;

Avec Cu, des bandes irrégulièrement disposées ;

Avec Pb, des bandes très nombreuses et très belles à partir du rouge ;

Avec Bi, une raie rouge intermittente, des bandes de  $\lambda$  6400 à  $\lambda$  5200, puis la raie 4720 ;

Avec Sb, une bande verte ;

Avec Fe, Al, Co, Ag, N, O, rien.

GEORGES BAUME et F.-LOUIS PERROT. — Courbes de fusibilité des mélanges gazeux : systèmes formés par  $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{S}$  avec l'alcool méthylique et l'oxyde de méthyle. — P. 1763.

Dessin de l'appareil.

Les courbes de fusibilité  $(\text{CH}_3)_2\text{O} - \text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_3\text{OH} - \text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_3\text{OH} - \text{H}_2\text{S}$  ne présentent aucun maximum. Le système  $(\text{CH}_3)_2\text{O} - \text{H}_2\text{S}$  donne un maximum très net à  $-148^\circ,5$  correspondant à la combinaison  $(\text{CH}_3)_2\text{O} + \text{H}_2\text{S}$ .

PAUL BARY. — Sur les phénomènes osmotiques dans les milieux non conducteurs. — P. 1766.

Vérification expérimentale des idées de l'auteur (1) : « Les substances colloïdales doivent se comporter comme des membranes osmotiques au moins vis-à-vis des liquides qui les tiennent en solution. »

C'est ainsi qu'en prenant comme membrane une feuille de caoutchouc vulcanisé au chlorure de soufre, une solution de soufre dans le benzène ou le xylène peut être totalement débarrassée de son soufre par osmose. Le caoutchouc est perméable pour les corps en solution dans un solvant qui gonfle le caoutchouc; les corps dissous qui traversent la membrane sont ceux qui sont également solubles dans le caoutchouc. Les membranes semi-perméables, constituées par des colloïdes, sont donc des dissolvants solides.

PIERRE JOLIBOIS. — Sur les variétés allotropiques et sur le point de fusion de l'arsenic. — P. 1767.

L'arsenic gris est stable à toutes les températures jusqu'à 850°. L'arsenic miroitant est instable à toutes les températures et se transforme, d'une manière irréversible, en arsenic gris vers 280°. Le point de fusion de l'arsenic gris est  $850 \pm 10^\circ$ .

G. BOIZARD.

---

PHILOSOPHICAL MAGAZINE

Tome XXI; juin 1911.

H.-A. WILSON. — Nombre des électrons dans l'atome. — P. 718-722.

Reprenant la conception de J.-J. Thomson, Wilson se représente l'atome comme formé d'électrons négatifs dont la charge est  $e$ , qui se meuvent autour d'une sphère d'électricité positive de densité uniforme superficielle  $\rho$  par centimètre carré, et il établit que le vo-

---

(1) C. R., CLII, p. 1386; 1911.

lume  $v$  occupé par les lignes de forces d'un électron est :

$$v = \frac{e}{\rho}.$$

Si  $n_1, n_2, n_3, \dots$  représentent le nombre des électrons dans l'atome pour une série d'éléments d'une même famille chimique dont les poids atomiques sont respectivement dans l'ordre croissant  $A_1, A_2, A_3, \dots$ , l'auteur démontre que :

$$A_{m+1}^{\frac{1}{3}} - A_m^{\frac{1}{3}} = C = 0,81,$$

et que par suite :

$$n_m = \beta A_m = 8A_m.$$

Le nombre des électrons dans l'atome est donc égal à 8 fois le poids atomique.

AUBERT.

F.-G. SWANN. — Masse longitudinale et masse transversale d'un électron.  
P. 733-735.

Ce mémoire est relatif à une nouvelle méthode de calcul des masses longitudinale et transversale proposée par l'auteur pour répondre à l'objection formulée par le professeur More dans un article sur les récentes théories de l'électricité<sup>(1)</sup> sur les difficultés que l'on éprouve à concevoir la masse transversale d'un électron de vitesse nulle, puisque, comme il le remarque, la masse transversale est définie comme due à la variation de direction seule.

B.-G.-R. AIREY. — Les oscillations des chaînes et leur rapport avec les fonctions de Bessel et de Neumann. — P. 736-742.

L'auteur a vérifié par expérience l'exactitude des conclusions de la théorie mathématique de l'oscillation des chaînes dans les cas suivants : chaîne uniforme homogène ; chaîne non homogène dont la densité varie comme la  $n^{\circ}$  puissance de la distance à l'extrémité libre.

(1) Voir *J. de Phys.*, p. 225 ; 1911.

J.-E. IVES. — Théorie approchée des vibrations d'une corde élastique dans un milieu visqueux. — P. 742-744.

On suppose, en général, que les frottements extérieurs sont négligeables dans la vibration des cordes élastiques ; il n'en est plus de même si la vibration a lieu dans un milieu visqueux.

J.-E. Ives a donné une théorie approchée de ce cas en regardant le système comme n'ayant qu'un degré de liberté grâce à l'emploi de la vitesse moyenne. Il trouve que la durée d'oscillation est donnée par

$$T = \frac{2}{\sqrt{\frac{\tau}{Ml} - \frac{R^2}{4\pi^2 M^2}}}$$

$\tau$  étant la traction exercée sur la corde,  $M$  sa masse,  $l$  sa longueur,  $R$  étant la force qui serait nécessaire pour vaincre les frottements internes et externes de toute la corde, si chacun de ses points se déplaçait avec la vitesse unité.

Quand  $R = 2\pi \sqrt{\frac{M\tau}{l}}$ , le mouvement d'oscillation devient apériodique, c'est ce que l'on peut appeler la résistance critique de frottement.

Il est facile de montrer que le mouvement peut être rendu apériodique en faisant l'expérience avec une corde de caoutchouc dans de la glycérine.

A. STEPHENSON. — Sur les ondes liquides comme oscillations asymétriques et sur la stabilité des trains d'ondes libres. — P. 773-777.

Étude mathématique de la question.

H. VIGNERON.

H. BATEMAN. — Quelques problèmes de la théorie des probabilités.  
P. 745.

L'auteur a traité antérieurement le problème suivant : trouver la chance pour qu'un nombre exact  $n$  de particules  $\alpha$  frappent un écran pendant un temps  $t$ , le nombre moyen  $x$  des particules  $\alpha$  qui frappent

l'écran pendant le temps  $t$  étant donné ; la probabilité cherchée est :

$$\frac{x^n}{n!} e^{-x} \quad (1).$$

M. Bateman revient sur l'historique (2) de cette formule qui est due à Poisson ; c'est la loi de probabilité des événements rares (« loi des petits nombres » de Borkiewitsch).

Si  $p$  est la probabilité pour qu'un événement se produise une fois, la probabilité  $P$  pour qu'il arrive  $r$  fois en très grand nombre  $n$  est :

$$P = \frac{(np)^r}{r!} e^{-np}.$$

Si  $r = 0$ , on retombe sur le problème résolu par Clausius (3) : chance pour qu'une molécule traverse un espace  $x$  sans collision :

$$P = e^{-\frac{x}{l}}$$

( $l$ , libre parcours moyen probable).

Le nombre moyen de collisions sur une longueur  $x$  est  $\frac{x}{l}$ , de sorte que la probabilité pour que la molécule éprouve  $n$  collisions sur une longueur  $x$  sera :

$$\frac{1}{n!} \left(\frac{x}{l}\right)^n e^{-\frac{x}{l}}.$$

Smoluchowski (4) considère un gaz lié géométriquement, mais non mécaniquement, et déduit une relation entre l'écart moyen du nombre de molécules par unité de volume du nombre moyen et la compressibilité, ce qui permet de vérifier si la loi de Mariotte s'applique à des colloïdes (5).

M. Bateman tient compte de ce que les charges des particules peuvent être positives ou négatives.

En posant avec Basset :

$$e^{\frac{v}{2} \left(t + \frac{1}{\tau}\right)} = \sum_{-\infty}^{+\infty} t r I_r(v),$$

$$X_n = \frac{I_n^-(v)}{I_n(v)},$$

(1) *Phil. Mag.*, octobre 1910.

(2) R. GREENER, *Zeitsch. f. Math. u. Ph.*, vol. LVII (1909), p. 150 ; — MELLOR, *Higher Math. f. Stud. of Chem. and Ph.*, 3<sup>e</sup> éd., p. 495.

(3) *Phil. Mag.*, XVII, p. 81 (1859).

(4) *Boltzmann-Festschrift*, p. 626.

(5) THE SVEDBERG, *Z. f. Ph. Ch.*, LXXIII, n<sup>o</sup> 5, p. 547 ; 1910.

et en se servant des tables de Lodge pour les fonctions  $I_n$ (<sup>1</sup>), il trouve :

$$\begin{aligned} 1,58 & \text{ pour } X_1(v) = 1, \\ 4,58 & \text{ pour } X_2(v) = 1. \end{aligned}$$

L'équation générale étant :

$$\left(X_{n+1} + \frac{n+1}{v}\right) \left(X_n - \frac{n}{v}\right) = 1,$$

qui correspond à  $n(n-1) < v < n(n+1)$  pour :

$$X_n(v) = 1.$$

Le rapport trouvé  $\frac{1,58}{4,58}$  est voisin du rapport des poids atomiques de l'hydrogène et de l'hélium qui portent des charges de une ou deux unités.

L'auteur indique la généralisation possible pour des charges supérieures.

R.-A.-H. MILLIKAN et FLETCHER. — Sur la question de la valence dans l'ionisation gazeuse. — P. 753-770.

Les auteurs rappellent d'abord les expériences contradictoires de Townsend et de Franck et Westphal (<sup>2</sup>).

Ces derniers auteurs n'ont pas, il est vrai, attribué toujours la différence à la charge, mais aussi à la présence de gros ions de Langevin (<sup>3</sup>) à diffusion lente.

Pour résoudre la question, les auteurs ont employé la méthode de M. Millikan (<sup>4</sup>), où on recueille les charges prises au moment de l'ionisation du gaz par une petite goutte d'huile primitivement en équilibre dans un champ électrique.

Par exemple, dans une série d'expériences faites avec des rayons X très durs, sur 44 charges recueillies aucune n'est double. De plus, 4 seulement sont négatives; elles proviennent probablement de l'ionisation par les rayons secondaires. Une dernière série de 100 charges

(<sup>1</sup>) *Brit. Ass. Rep.* (1889).

(<sup>2</sup>) TOWNSEND, *Phil. Trans.*, A. CXIII, p. 129 (1900; *Proceed. Roy. Soc.*, A. LXXX, p. 207 (1908)); — FRANCK et WESTPHAL, *Verh. d. D. Ph. Ges.*, März 5, 1909.

(<sup>3</sup>) *Comptes Rendus*, CXL, p. 232 (1905).

(<sup>4</sup>) *Science*, Sept. 30, 1910; *Phys. Review*, avril 1911.

recueillies a donné le même résultat. Il en est de même dans le cas des rayons secondaires agissant à peu près seuls, et des rayons  $\beta$  et  $\gamma$  du radium.

MM. Millikan et Fletcher ont fait un grand nombre d'expériences; les gouttes d'huile ont un diamètre de 10 à 20 fois plus grand que le libre parcours moyen des molécules.

Ils font remarquer que leur méthode diffère de celles de leurs devanciers en ce qu'ils mesurent directement la charge libérée des molécules neutres par l'ionisation; on n'a pas à tenir compte des agrégations d'ions qui peuvent se former ultérieurement.

En résumé, quelle que soit la dureté des rayons X, ils n'ont trouvé qu'une seule charge élémentaire détachée d'une molécule neutre, au moment de l'ionisation. Il en est de même dans le cas de l'ionisation par les rayons  $\beta$  et  $\gamma$  du radium.

A. GRUMBACH.

ARNOLD-L. FLETCHER. — Radioactivité de quelques roches ignées des régions antarctiques. — P. 770-773.

L'auteur a étudié par la méthode des solutions la radioactivité de quelques roches recueillies dans les régions antarctiques pendant l'expédition du lieutenant Shackleton.

Pour 1 gramme de matière la quantité de radium varie de  $2,13 \cdot 10^{-12}$  à  $0,20 \cdot 10^{-12}$  gramme et la quantité de thorium de  $1,45 \cdot 10^{-5}$  à  $0,14 \cdot 10^{-5}$  gramme. La radioactivité de ces roches ne semble pas avoir de relation avec leur constitution chimique; par contre, elle est sensiblement la même pour toutes les roches de même provenance.

F. CROZE.

---

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

Vol. XXXIII, n° 4; mai 1911.

JOHN-A. MILLER. — Position de certains courants coronaux dans l'hypothèse où la couronne serait un produit mécanique. — P. 303-330.

L'auteur considère les courants coronaux comme des courants, vus en projection sur un plan, de particules matérielles dont le mouve-



ment est produit par leur éjection du Soleil, par la rotation et l'attraction solaire, enfin par la pression de radiation de la lumière solaire. En appliquant les lois de la mécanique à des particules soumises à ces forces, l'auteur détermine les formes que doivent avoir les courants coronaux. L'exactitude de ses conclusions se trouve vérifiée d'après les photographies prises pendant les éclipses.

JAMES-P.-C. SOUTHALL. — Suppression de deux des erreurs d'aberration sphérique d'un système mince de lentilles. — P. 330-337.

Formules permettant d'obtenir la suppression de deux des cinq erreurs d'aberration de Seidel dans le cas simple où le système de lentilles peut être considéré comme mince. Calcul des aberrations résiduelles.

J.-A. ANDERSON et C.-M. SPARROW. — Influence de la forme du sillon creusé par le diamant sur la distribution de la lumière diffractée par un réseau. — P. 338-353.

Exposé simple de la théorie d'un réseau réflecteur plan dont les traits sont parallèles, équidistants et semblables, chaque sillon étant limité par un nombre fini de faces planes. Les auteurs examinent les solutions données au même problème par leurs prédécesseurs, Schuster, Trowbridge et Wood Rowland; ils corrigent en détail la théorie donnée par Rowland. Ils appliquent leur théorie au cas d'un sillon type triangulaire dont les deux faces planes font respectivement des angles de  $15^\circ$  et  $-30^\circ$  avec le plan du réseau.

Cet exemple montre avec quelle prudence il faut se servir des réseaux réflecteurs dans l'étude de la distribution de l'énergie dans le spectre. Les résultats varient en effet complètement avec l'ordre du spectre utilisé : ainsi  $a$  étant l'intervalle du réseau, 54 0/0 de l'énergie de la radiation de longueur d'onde  $0,10 a$  se trouve dans le spectre du 5<sup>e</sup> ordre du côté de la face de  $15^\circ$ ; dans les spectres des autres ordres, du même côté, c'est à peine s'il y en a 2 ou 3 0/0; par contre, la radiation  $0,12 a$  a la plus grande partie de son énergie dans le spectre du 4<sup>e</sup> ordre (52 0/0 contre 8 0/0 dans le 5<sup>e</sup> ordre et presque rien dans les autres); la radiation  $0,175 a$  a 50 0/0 de son énergie dans le spectre du 3<sup>e</sup> ordre, 11 0/0 dans celui du second, presque rien dans les autres; et ainsi des autres. De plus, dans un

spectre d'un ordre déterminé, la distribution de l'énergie varie avec l'incidence. Ainsi la radiation de longueur d'onde  $0,2 \alpha$  (lumière verte pour un réseau de 10.000 traits au pouce) a 59 0/0 de son énergie condensée dans le 2<sup>e</sup> spectre si elle frappe le réseau sous un angle — 30°, 48 0/0 pour un angle d'incidence de — 45°, 35 0/0 pour un angle de 0°, 30 0/0 pour un angle de + 15°, 34 0/0 pour un angle de 30°, 42 0/0 pour un angle de 45°, 55 0/0 pour un angle de 60°. Il faut donc se garder de laisser le bolomètre fixe comme on l'a fait quelquefois dans les mesures bolométriques, et de faire tourner le réseau, pour amener sur lui les diverses radiations.

JULS BAILLAUD.

---

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXV, n° 6; 1911.

J. KOENIGSBERGER et J. WEISS. — Sur les effets thermoélectriques (forces électromotrices, chaleur de Thomson) et la conductibilité calorifique de quelques corps simples et de quelques combinaisons; vérification expérimentale de la théorie des électrons. — P. 1-46.

Le but de ce travail était de rechercher si les effets thermoélectriques sont grands dans les mauvais conducteurs ou s'ils sont faibles ou nuls; les auteurs ont été amenés à reprendre les mesures relatives aux bons conducteurs pour pouvoir discuter les théories thermodynamique et électronique de ces phénomènes.

Les substances employées ont été déjà étudiées par Reichenheim, Schilling et Königsberger au point de vue de la conductibilité et de l'absorption optique<sup>(1)</sup>: le silicium exempt de fer, le sulfure de molybdène, la pyrite de fer, le sulfure de fer, la magnétite, l'ilménite (oxyde de fer et de titane), l'hydroxyde de manganèse, l'oxyde de fer d'Ouro-Preto, du graphite de Ceylan très compact de résistance spécifique  $3,6 \times 10^{-4}$  ohm-centimètre à 16°.

La méthode de mesure de l'effet Thomson est une modification de celle de Haga<sup>(2)</sup> et de Lecher<sup>(3)</sup>. On mesure avec un élément ther-

---

(1) *Physik. Zeitschr.*, IV, p. 495 (1903); VII, p. 570 (1907); — *Ann. d. Ph.*, XXXII, p. 179 (1900).

(2) *W.-A.*, XXVIII, p. 179; 1886.

(3) *Ann. d. Ph.*, XIX, p. 853; 1906.

moélectrique la chaleur dégagée dans une baguette de la substance étudiée. Quand le courant passe dans l'un et l'autre sens, l'intensité et la résistance étant connues, on en déduit la chaleur de Joule et par différence la chaleur de Thomson. Ici les auteurs ont employé trois piles thermoélectriques pour avoir la chaleur totale en même temps que la chute de température.

Ils ont vérifié que la méthode est applicable aux courtes baguettes qu'ils étaient obligés d'employer, en comparant les nombres obtenus ainsi pour le fer à ceux connus antérieurement pour ce métal ; l'accord est satisfaisant.

Pour mesurer la conductibilité thermique, la méthode qui a donné les meilleurs résultats consiste à mettre en dérivation les deux baguettes à comparer et à établir une différence de température entre les extrémités.

Un résultat important est que le rapport de la conductibilité calorifique  $K$  à la conductibilité électrique  $\sigma$  qui varie peu pour les métaux (de  $6,36 \times 10^{-10}$  E. M. C. G. S. pour l'aluminium à  $8,02 \times 10^{-10}$  pour le fer) atteint des valeurs très supérieures pour les « semi-conducteurs » :

Bismuth .....	$9,64 \times 10^{-10}$
Constantan .....	$41 \times 10^{-10}$
Graphite.....	$1.180 \times 10^{-10}$
Silicium.....	$68.800 \times 10^{-10}$
Oxyde de fer.....	$73.000 \times 10^{-10}$

Schulze et Schemk (1) ont trouvé des résultats analogues pour les alliages, mais il s'agit ici de corps purs.

Pour expliquer cette divergence d'avec la loi de Wiedemann-Franz, MM. Königsberger et Weiss indiquent l'hypothèse des électrons demi-libres.

Les phénomènes thermoélectriques observés semblent bien réversibles. On le voit en introduisant les valeurs trouvées pour le pouvoir thermoélectrique et les coefficients de Thomson dans les deux équations fournies par la thermodynamique ; il faut observer que les divergences des divers observateurs sur la valeur des coefficients de Thomson atteignent couramment 10 0/0.

Les auteurs discutent ensuite les diverses théories électroniques au point de vue thermoélectrique et électrooptique.

Le nombre d'électrons par centimètre cube calculé pour l'anti-

(1) *Ann. d. Ph.*, XXXII, p. 261; 1910.

moine, le silicium, l'oxydure de cuivre est trop grand pour être vraisemblable. Il faudra désormais tenir compte des anomalies trouvées au point de vue de la loi de Wiedemann-Franz.

K. BAEDERER. — Sur la théorie électronique de la thermoélectricité.  
P. 75-89.

L'auteur a essayé d'appliquer aux phénomènes thermoélectriques les formules de thermodynamique des gaz parfaits en attribuant aux électrons les propriétés de ceux-ci (1). Il rattache ici les phénomènes thermoélectriques entre conducteurs métalliques à la théorie donnée par Richardson de l'émission de charges négatives par les conducteurs incandescents. La vérification expérimentale est rendue difficile par ce fait qu'il s'agit de phénomènes se produisant à des températures distantes de 1.000°. Si les pressions d'électron dans les métaux A et B sont  $p_A$  et  $p_B$ , un cycle isotherme et réversible donne pour la force thermoélectrique :

$$e = \frac{R}{F} \log \frac{p_A}{p_B},$$

avec  $F = 9647$  E. M. C. G. S., d'où :

$$\frac{R}{F} = 8,619 \cdot 10^2 \text{ (R, constante des gaz).}$$

Si  $\gamma_v$  est la chaleur moléculaire d'un gaz monoatomique à volume constant, le coefficient de Thomson est :

$$A = \frac{1}{F} \left( \gamma_v - RT \frac{d \log p_A}{dT} \right).$$

L'auteur veut vérifier cette théorie au moyen d'iodure de cuivre iodé qui constitue, suivant la teneur en iode, une série de conducteurs distincts (2).

La théorie concorde avec le résultat déjà connu que la force thermoélectrique varie d'une manière continue au point de fusion.

La conclusion s'étendrait aux transformations allotropiques et aux dépôts en solution saturée.

(1) *Phys. Z.*, XI, p. 809; 1910. — M. Krüger a donné une théorie de même principe, mais distincte dans son développement. V. ce volume, p. 517.

(2) *Ann. d. Ph.*, XXIX, p. 566; 1909.

M. Baedeker fait remarquer que la tension des électrons dans un métal doit être abaissée par la dissolution dans celui-ci d'une petite quantité de matière.

La solution solide étendue sera négative au point de vue thermoélectrique vis-à-vis du métal pur. Le raisonnement ne s'applique pas sans restriction dans le cas des métaux volatils et on doit admettre que le métal dissous n'a pas de tension d'électrons appréciable.

On calcule la force thermoélectrique par la méthode de Van t' Hoff :

$$e = \frac{R}{F} \cdot \frac{A}{100}$$

(A, concentration en atomes 0/0 du métal dissous supposé monoatomique).

L'extension de la loi de Babo est soumise aux mêmes conditions. L'auteur rappelle les théories de Schemk et de Bernoulli <sup>(1)</sup> ; elles procèdent d'hypothèses qui ne permettent pas de généraliser les concordances avec l'expérience trouvées par M. Bernoulli.

M. Baedeker fait remarquer que l'équilibre thermodynamique entre un métal et sa vapeur doit être considéré comme déterminé par la tension de vapeur, les tensions d'électrons et peut-être la tension d'ions positifs métalliques ; c'est à la tension d'électrons seule que se relierait la force thermoélectrique.

F. JUTTNER. — Dynamique d'un gaz en mouvement dans la théorie de la relativité.  
P. 145-161.

L'auteur a étudié précédemment au même point de vue l'équilibre d'un gaz parfait monoatomique <sup>(2)</sup>. Il applique ici encore la mécanique de relativité de Planck en partant, comme Helmholtz l'a fait en mécanique newtonienne, du principe de moindre action.

Si H est le potentiel cinétique du gaz en mouvement, H<sub>0</sub> celui du gaz au repos, H', H'<sub>0</sub> les mêmes quantités où on remplace V par V' et T par T' :

$$V' = \frac{V}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}} \qquad T' = \frac{T}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}$$

<sup>(1)</sup> SCHEMK, *Ann. de Phys.*, XXXII, p. 261 (1910) ; — BERNOULLI, *ibid.*, XXXIII, p. 290 (1910).

<sup>(2)</sup> Voir ce volume, p. 503.

(V, volume; T, température), on doit avoir ici :

$$H = \sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}} \cdot H'_0.$$

L'équation générale s'obtient au moyen des fonctions cylindriques de Hankel ; les conclusions ne seraient applicables expérimentalement qu'à des températures inférieures à  $\frac{1}{10}$  billionième de degré ou supérieures à  $10^{14}$  degrés.

A. GRUMBACH.

H. ZICKENDRAHT. — Expériences d'aérodynamique. — P. 47-74.

L'auteur a fait construire, par la maison Klingelfuss de Bâle, une petite balance aérodynamique basée sur le même principe que celle de Langley. La surface ou l'objet à étudier est fixé à l'extrémité d'un bras de levier mobile autour d'une suspension à la Cardan ; on envoie sur cet objet le courant d'air d'une buse alimentée par un petit ventilateur à moteur électrique. Les composantes horizontale et verticale de l'action de l'air sont équilibrées au moyen de deux petits ressorts à boudin étalonnés, qu'on tend jusqu'à ramener le levier à sa position primitive. Avec cet appareil l'auteur a fait les mesures suivantes :

1° Il a vérifié pour des vitesses de courant d'air de  $3^m,45$  à  $6^m,66$  que l'action du courant d'air sur une surface normale de 1 centimètre carré est proportionnelle au carré de la vitesse, le coefficient de proportionnalité étant de 0,069 (en kilogrammes par mètre carré). Avec une surface de 1 décimètre carré, le coefficient est 0,066 ;

2° Il a mesuré les composantes horizontale et verticale de l'action de l'air sur des plaques inclinées de 0 à 90°, et trouvé une variation analogue à celle observée par M. Eiffel sur des plaques plus grandes, avec un maximum de l'action totale vers 40°.

M. Zickendraht a imaginé une sonde qui, jointe à un micromètre, permet d'étudier la pression autour d'un corps exposé à un courant d'air, malgré les mouvements de l'air. Il donne les graphiques représentant les isobares à l'avant et à l'arrière d'une plaque normale et d'une plaque inclinée.

CH. MAURAIN.

A. SCHIDLÖF. — Sur la signification de la constante universelle  $h$  de Planck.  
P. 90-100.

En 1910, A.-L. Haas a découvert une relation numérique intéressante : il admet que l'absorption et l'émission du rayonnement sont liées à l'émission et l'absorption d'un électron par un atome. Par exemple, un électron qui reçoit des ondes dont la période est égale à sa période propre de vibration dans l'atome se met à résonner; sa force vive augmente jusqu'à ce qu'elle lui permette de vaincre le travail de l'attraction électrostatique qui le maintenait dans la sphère d'action de l'atome et à s'échapper au loin. L'énergie qu'il avait acquise et qui avait gardé le caractère vibratoire se transforme ainsi brusquement en énergie potentielle.

Sa valeur est  $\frac{e^2}{A}$ ,  $A$  étant le diamètre de la sphère positive. On a ainsi un résonateur tel que l'absorption et l'émission d'énergie ne se font que par éléments finis. En partant de l'hypothèse de J.-J. Thomson sur la structure des atomes, et en se servant des données numériques relatives à l'argon (fréquence  $\nu$  des vibrations propres, diamètre moléculaire, etc.), Haas a trouvé :

$$\frac{\epsilon}{\nu} = h = 4,0 \times 10^{-27},$$

$\epsilon$  étant l'énergie absorbée par un atome d'hélium au moment du départ d'un électron.

La valeur de Planck est  $h = 6,5 \cdot 10^{-27}$ .

M. Schidlöf généralise l'hypothèse de Haas, mais sa conception de l'atome diffère de celle de J.-J. Thomson et est assez difficilement acceptable : les électrons se rassembleraient au centre de la sphère positive, formant une sphère négative homogène. Il trouve :

$$(1) \quad h = 2\pi e \frac{\sqrt{AM}}{N},$$

$A$  étant le diamètre de la sphère positive,  $N$  le nombre des électrons présents dans l'atome ( $N =$  poids atomique d'après J.-J. Thomson),  $M$  la masse de la sphère négative.

Si l'on admet que celle-ci est tout entière d'origine électromagnétique, sa valeur est :

$$M = mN \frac{5}{3},$$

$m$  étant la masse d'un électron, car la masse électromagnétique d'une sphère homogène est proportionnelle au carré de sa charge et à l'inverse de son rayon, sa charge proportionnelle à  $N^2$  et son rayon à  $N^{\frac{1}{3}}$ .

L'équation (1) devient alors :

$$h = 2\pi e \sqrt{\frac{Am}{N^{\frac{1}{3}}}}$$

Mais, d'après J.-J. Thomson, la densité  $\rho$  des sphères positives est une constante universelle. Donc, comme :

$$Ne = \frac{1}{6} \pi A^3 \rho,$$

$$\frac{A}{N^{\frac{1}{3}}} = \left(\frac{\sigma\rho}{\pi\rho}\right)^{\frac{1}{3}} = \text{constante universelle,}$$

et

$$h = \text{constante universelle.}$$

En appliquant l'équation (1) au mercure, on trouve :

$$h = 5,2 \cdot 10^{-27}.$$

Pour l'hydrogène :

$$h = 6,05 \cdot 10^{-27}.$$

L. BERNOULLI. — Sur la théorie électronique des cristaux mixtes métalliques. P. 162-170.

L'auteur applique à la pression des électrons à l'intérieur d'un alliage à cristaux mixtes la loi d'abaissement des tensions de vapeur des mélanges (Babo). On explique ainsi le fait que la force électromotrice thermoélectrique, alliage-métal, est toujours négative.

E. BAUER.

E. REINSTEIN. — Etude des vibrations des membranes elliptiques uniformément tendues (Extrait d'une dissertation inaugurale de Goettingen). — P. 109-144. — Deux planches hors texte.

L'intégration de l'équation différentielle a été poursuivie par la



méthode de Ritz<sup>(1)</sup>, jusqu'au calcul numérique des sons et à la construction des lignes nodales correspondantes, dans deux cas particuliers principaux donnant deux types de mouvement vibratoire : type *antisymétrique*, où le grand axe n'est pas une ligne nodale ; type *symétrique*, où le grand axe est une ligne nodale ; chacun d'eux se divise d'ailleurs en deux autres suivant que le petit axe est ou n'est pas ligne nodale.

Les résultats du calcul ont été comparés avec l'expérience pour 34 sons (son fondamental et sons supérieurs) ; des photographies de lignes nodales réelles ont été prises, et les plus réussies, reproduites dans le mémoire, montrent une grande analogie avec les lignes calculées ; de même l'accord entre les sons calculés et les sons observés est assez satisfaisant (aucune indication sur la manière dont les expériences ont été faites)

I. PETER LEBEDEW. — Les valeurs limites des ondes acoustiques les plus courtes. — P. 171-174.

II. N. NEKLEPAJEV. — Absorption par l'air des ondes acoustiques courtes. — P. 175-181.

II. Les ondes acoustiques émises par une étincelle, rendues planes par un miroir concave, traversent un réseau de tiges d'acier argenté et sont concentrées par un deuxième miroir sur un mesureur de pression<sup>(2)</sup>. L'éclateur et le miroir, solidaires, sont mobiles sur une glissière : on peut ainsi mesurer l'énergie  $I_x$  reçue par l'appareil mesureur, pour différentes distances  $x$  du premier miroir au réseau, et calculer le coefficient  $c$  de la relation :

$$I_x = I_0 e^{-cx}.$$

Pour des longueur d'onde comprises entre  $\lambda = 0^{\text{cm}},250$  et  $\lambda = 0^{\text{cm}},083$  et jusqu'à une distance de 47 centimètres, Neklepajev a trouvé pour l'expression  $A = c\lambda^2$  une valeur sensiblement constante, et égale en moyenne à 0,00073.

I. P. Lebedew fait remarquer que si l'on applique les théories proposées par Stokes, Kirchhoff et Jeans<sup>(3)</sup> pour calculer l'affaiblissement

(1) Ce vol., p. 66.

(2) Dispositif d'Altberg, *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VII, p. 402 ; 1908.

(3) *The dynamical Theory of Gases*, p. 32.

sement dû au frottement intérieur, à la conduction calorifique et au rayonnement, les valeurs numériques admises pour les diverses constantes utilisées donnent à  $A$  une valeur moitié moindre; il ne paraît pas légitime, d'après cela, d'appliquer à ces constantes, pour des phénomènes qui se propagent avec la vitesse du son, les valeurs acceptables pour des mesures statiques.

En fait, l'expérience et la théorie sont d'accord pour indiquer que les ondes sonores de hauteur moyenne sont très peu absorbées pendant leur propagation; pour les ondes les plus courtes, cette absorption est considérable. Si l'on admet que la valeur  $A = 0,00073$  n'augmente pas pour les ondes plus courtes, les parcours au bout desquels l'intensité du son est tombée au centième de sa valeur initiale sont :

pour $\lambda_1 = 0^{\text{mm}},8$	40 cm.
$\lambda_2 = 0,4$	10
$\lambda_3 = 0,2$	2,5
$\lambda_4 = 0,1$	0,6

C'est la *limite* pour les ondes acoustiques les plus courtes encore observables.

P. LUGOL.

GEORG WULFF. — Sur les points nucléaires et les points de convergence de la phase cristalline liquide du paraazoxyphénétol. — P. 182-184.

Si l'on chauffe entre deux lamelles de verre une couche de paraazoxyphénétol jusqu'à ce que le corps soit devenu isotrope et qu'on laisse refroidir lentement, on voit au microscope se former des gouttes qui présentent en leur milieu un champ sombre circulaire, dont le centre est encore plus sombre, ce que O. Lehmann a appelé « points nucléaires ». Lorsque ces gouttes se réunissent en une masse continue, on voit, outre les points nucléaires, d'autres figures sombres de forme quadrangulaire, souvent carrée, les « points de convergence ». Les points nucléaires et de convergence sont des condensations dans la masse liquide. La lumière qui les traverse est polarisée; en interposant un analyseur (ou un polariseur), on voit en travers des champs circulaires et carrés une ligne diamétrale obscure. Si l'on tourne l'analyseur, la ligne obscure tourne aussi, dans le même sens pour les points nucléaires, en sens inverse pour les points de convergence. Les points nucléaires et de convergence

sont disposés en file linéaire, les points d'une espèce alternant avec ceux de l'autre espèce; ces points s'attirent réciproquement.

L'auteur explique ces faits en admettant que la phase trouble du paraazoxyphénétol est une solution colloïdale, dont la substance en suspension forme à la surface du liquide une lame capillaire et dans l'intérieur, des figures de coagulation de structure particulière qui restent reliées à la lame superficielle. La surface de la goutte serait ainsi soumise à des tensions causées par la présence du point nucléaire et dirigées dans tous les sens autour de ce point; la zone nucléaire possède une structure concentrique et les plans de polarisation doivent être tangents aux enveloppes concentriques. Quant aux points de convergence, on observe qu'ils apparaissent lorsque deux gouttes arrivent en contact et se déforment mutuellement au voisinage du point de contact; les lignes de tension forment un système d'hyperboles équilatères; les figures de coagulation y prennent une structure hyperbolique et les plans de polarisation doivent être tangents aux hyperboles. Il est facile de voir qu'avec une semblable disposition des plans de polarisation la rotation de l'analyseur produit une rotation de la ligne sombre diamétrale en sens inverse.

J.-D. van der WAALS Jr. — Sur la signification des « ensembles canoniques » de Gibbs. — P. 185-188.

L'auteur donne quelques explications sur la méthode statistique de Gibbs exposée dans l'ouvrage de ce savant : « Elementary Principles in statistical Mechanics », et il montre la supériorité de cette méthode sur celle de Boltzmann.

A. CORVISY.

A. PETROWSKY. — Quelques remarques sur le décrement de rayonnement, la self-induction et la capacité effective d'une antenne. — P. 189-190.

A propos de l'article où C. Fischer décrit une méthode pour la mesure du décrement dû au rayonnement d'une antenne <sup>(1)</sup>, l'auteur fait remarquer qu'il a, dès 1906 <sup>(2)</sup>, employé un procédé analogue pour déterminer la résistance équivalente au rayonnement.

---

<sup>(1)</sup> C. FISCHER, *Ann. d. Phys.*, XXXII, p. 979; 1910.

<sup>(2)</sup> A. PETROWSKI, *Elektrischestwo*, XXVII, p. 241; 1906.

L'antenne étant excitée directement par une bobine d'induction, on mesurait la longueur d'onde  $\lambda$  et l'intensité de courant efficace  $i_e$ . On remplaçait l'antenne par un condensateur de même capacité, on introduisait dans le circuit une self formée de quelques spires de fil et une résistance non inductive, et on réglait l'une et l'autre de manière à ramener la longueur d'onde et l'intensité efficace aux valeurs  $\lambda$  et  $i_e$ . À ce moment, la résistance mise en circuit peut être considérée comme équivalente au rayonnement, si on suppose qu'il n'existe point d'autre cause de dissipation d'énergie. L'auteur fait observer que cette condition n'est jamais réalisée et que la méthode à cet égard prête à la critique, car toute antenne présente des pertes dans le sol, soit directement, soit par induction.

G. SEIBT. — Remarques relatives au mémoire de Karl Settnik: « Sur les ondes très peu amorties qui prennent naissance dans le circuit purement métallique obtenu en fixant des antennes aux bornes de l'éclateur ». — P. 191-192.

L'auteur rappelle que, dans un brevet daté du 1<sup>er</sup> avril 1910, il a décrit un dispositif analogue à celui indiqué par K. Settnik (1). Des expériences réalisées d'après cette méthode, avec du courant alternatif à 500 périodes, des condensateurs de capacité élevée, de grandes longueurs d'étincelles lui ont permis d'obtenir une puissance en haute fréquence de plusieurs kilowatts. Ces essais ont amené l'auteur à cette conclusion que, pour avoir un bon rendement et une grande puissance, il est important que les self-inductions et capacités des deux circuits oscillants s'écartent peu de la relation :

$$\frac{L_1}{C_1} = \frac{L_2}{C_2}$$

PAUL DE LA GORCE.

---

(1) KARL SETTNIK, *Ann. de Physik.*, XXXIV, p. 365 ; 1911.

## SUR LA LUMINESCENCE DE L'ARC AU MERCURE DANS LE VIDE;

Par M. A. PEROT.

Dans ce travail je me suis proposé de rechercher comment se produit la lumière dans l'arc au mercure dans le vide; mais, avant d'entreprendre cette étude, en partie spectroscopique, il fallait examiner si la raie verte de l'arc au mercure dans le vide, de longueur d'onde voisine de 5461 angströms, qui, produite dans un tube de Michelson, alimenté par du courant continu, permet d'atteindre de très grandes différences de marche (près de 50 centimètres), était parfaitement définie et restait identique à elle-même, quelles que fussent les conditions de l'émission. Cette raie est, comme on le sait, composée d'une composante principale et d'un certain nombre de satellites, parmi lesquels l'un S est particulièrement brillant dans l'arc au mercure; il est de longueur d'onde un peu plus grande que la composante principale C; ce sont ces deux radiations que j'ai examinées.

I. *Etude de la raie verte.* — L'appareil spectroscopique employé dans ces recherches (*fig. 1*) est un étalon interférentiel E, lame d'air à faces argentées, d'épaisseur variant, suivant les cas, de 5 à 10 millimètres; la lumière émise par la partie de l'arc à étudier A, isolée

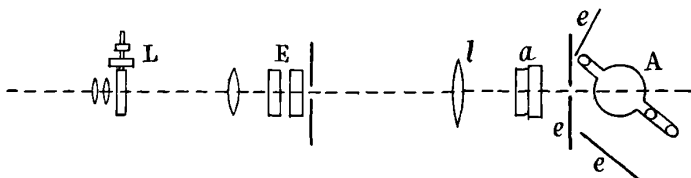


FIG. 1.

par des écrans, *e*, traverse des cuves absorbantes, *a*, qui éliminent les autres radiations et une lentille *l* qui donne une image monochromatique verte sur un écran percé d'un trou de 6 millimètres de diamètre placé contre l'étalon. Cette image couvre toujours l'ouverture de

(<sup>1</sup>) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 2 décembre 1910.

l'écran, de telle sorte que la même région de l'étalon soit toujours utilisée dans son entier ; une lunette à oculaire micrométrique L, pointée pour l'infini, est placée à la suite de l'étalon. On observe un système complexe d'anneaux dans lesquels on discerne, outre des raies satellites très faibles, la composante principale C et le satellite S, qui, pour l'étalon employé, est nettement détaché de celle-ci, l'ordre d'interférence étant tel que la discordance exacte soit légèrement dépassée.

La dispersion de l'appareil est telle que, sur le satellite S très brillant et très fin, on peut mesurer en valeur relative une variation de longueur d'onde de  $5 \cdot 10^{-8}$ . Ni la valeur de l'étalon, ni le numéro d'ordre de l'anneau pointé n'interviennent dans le calcul de semblables mesures.

Entre autres formes de l'arc, j'ai utilisé une disposition en H, et celle en h qui résulte de la suppression de l'une des branches supérieures du tube en H. Un manomètre soudé à la partie supérieure donne la pression.

Si l'on observe *normalement à l'axe du tube horizontal*, on voit simplement les anneaux des deux raies C et S, accompagnés de ceux des satellites faibles que j'ai signalés plus haut ; ceci est vrai quelle que soit, pour les tubes que j'ai employés, la valeur de la densité de courant entre 2 et 4,5 ampères par centimètre carré.

Si l'on observe *dans la direction du tube horizontal*, soit du côté de l'anode, soit du côté de la cathode, on voit la raie S garder la même apparence, quelles que soient l'intensité du courant et la pression ; son éclat et sa largeur varient seuls ; quant à la raie C, dès que la pression devient notable, une ligne noire se forme, très fine et très déliée dans la région médiane de l'anneau brillant, figurant un doublement ; à mesure que l'intensité et la pression s'élèvent, cette ligne noire augmente de largeur en même temps que l'anneau brillant lui-même, mais avec une dissymétrie qui entraîne l'ensemble vers les grandes longueurs d'onde ; pour une pression de 25 à 30 millimètres on croirait voir les anneaux dus à trois raies S, C', C'', presque équidistantes et d'intensités presque égales ; enfin, si la pression est encore plus élevée, la partie C'' de la raie C, située vers le rouge, disparaît presque complètement, ne laissant subsister que les deux raies

(1) *Ann. der Physik*, t. XXII, 1907, et *Radium*, août 1907.

(2) *Philos. Transactions of the Royal Society*, série A, vol. CCVIII, p. 411.

C' et S. Ces apparences se présentent successivement si l'on fait tourner sur lui-même l'arc fonctionnant à une pression de 40 millimètres, de façon à faire occuper à l'axe du tube horizontal des positions de moins en moins inclinées sur la normale à l'étalon.

Il s'agit là vraisemblablement d'un renversement dissymétrique avec déplacement vers le rouge par l'effet de la pression ; je n'ai pu observer de polarisation, et le phénomène est le même aux deux extrémités du tube, ce qui indique qu'il n'est pas dû à un effet Zeeman.

Il est remarquable qu'il se produit sur la raie C seule et non sur le satellite dont la longueur d'onde reste inaltérée ; les deux raies C et S sont vraisemblablement d'espèces différentes.

Ce résultat pourrait expliquer les variations avec la longueur d'onde du pouvoir absorbant d'un arc au mercure sur un autre arc, observées par MM. Kuch et Retschinsky.

D'autre part, dans les expériences de MM. Humpl reys et Mohler et dans celles de M. Duffield sur l'arc au fer soumis à des pressions atteignant 100 atmosphères, des phénomènes d'élargissement, de renversement et de déplacement vers le rouge ont été observés ; mais, sauf peut-être pour la raie 4260,64 angströms des planches de M. Duffield, le renversement paraît symétrique. Pour cette raie, le renversement est moins déplacé que pour la raie elle-même, à l'inverse de ce qui se passe pour la raie 5460,7402 angströms étudiée ici, où le renversement peut faire disparaître la partie brillante de grande longueur d'onde.

Pour étudier la luminosité de l'arc il fallait éviter l'action des parois du vase dans lequel l'arc est habituellement contenu, condition réalisée si l'arc est produit à l'intérieur d'un ballon ; il peut alors jaillir à de basses pressions de la vapeur de mercure, tandis que, s'il se produit dans un récipient de peu de volume, la pression de la vapeur s'élève très rapidement par suite de l'échauffement. Un modèle des arcs employés est représenté dans la figure 2 : aux deux extrémités du diamètre horizontal d'un ballon B d'une dizaine de centimètres de diamètre sont soudés deux tubes A et C recourbés verticalement et remplis de mercure ; à l'aide d'une électrode parasite D, on allume un arc entre C et D. Si la pression est suffisamment basse, la décharge s'amorce entre C et A, traversant ainsi le

ballon suivant un diamètre, et l'on peut éteindre l'arc DC, la décharge de A à C subsistant seule.

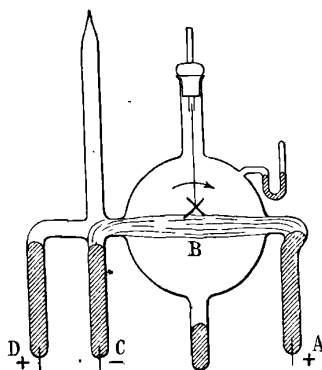


FIG. 2.

II. *Aspect de la décharge.*— La décharge peut, dans ces conditions, revêtir plusieurs caractères : si le vide a été préalablement parfaitement fait dans le récipient, pour des pressions très basses de la vapeur de mercure, le ballon tout entier est rempli d'une luminosité blanche ; la pression s'élevant par suite, soit de l'échauffement de l'appareil, soit d'une rentrée d'air, cette luminosité se concentre autour du diamètre horizontal qui joint les deux électrodes.

Dans les appareils que j'ai étudiés, pour une pression mesurée à la jauge, comprise entre 1 et 3 centièmes de millimètre de mercure, il se produit d'habitude une colonne rosée donnant au spectroscope les raies de l'arc ordinaire, mais avec un éclat relatif très grand des raies d'importance secondaire, en particulier des raies rouges et de certaines raies ultra-violettes, qui, pour une pression très basse, sont extrêmement faibles sinon absentes, le spectre se réduisant presque exclusivement aux raies jaunes et violettes. Si la pression dépasse 3 à 4 centièmes de millimètre, mesurés à la jauge, la lumière blanche réapparaît sous la forme d'un cordon analogue à la colonne positive étudiée par M. Villard, et la section du cordon ainsi constitué est d'autant plus faible que la pression est plus élevée. Ce cordon présente tous les caractères de l'arc habituel ; même aspect, même éclat, mêmes raies spectrales. Un champ magnétique le déforme de la même manière que la colonne positive



d'un tube à gaz raréfié. La *fig. 3* reproduit les spectres donnés par l'arc dans ces différents cas. Le spectre supérieur est relatif à la luminosité blanche d'un arc très vidé, marchant à basse pression, le spectre intermédiaire est celui de la colonne rosée dont il a été ques-

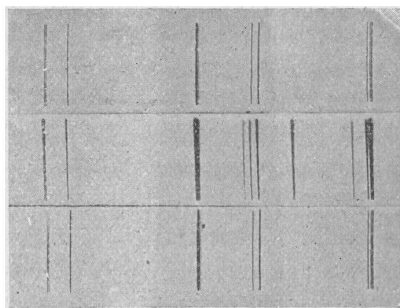


FIG. 3.

tion plus haut ; le troisième est celui que fournit le cordon qui traverse le ballon quand la pression est élevée ; on voit combien les raies, faibles habituellement, sont renforcées dans le spectre de la colonne rosée.

III. *Transport électrique du mercure.* — Le transport du mercure de l'anode à la cathode qui, dans les arcs ordinaires, peut être attribué en partie à la différence des températures des deux électrodes, existe encore dans les arcs de cette forme, bien qu'entre les deux surfaces de l'anode et de la cathode se trouve placé le ballon qui, étant froid, joue le rôle de condenseur. Quoique le mercure des deux électrodes se vaporise certainement et aille se condenser dans le ballon, on peut obtenir une élévation du niveau de la cathode qui ne peut venir que d'un transport de l'anode à la cathode, les gouttes de mercure condensées dans le ballon étant à une température certainement inférieure à celle de ces deux parties.

Pour mesurer ce transport, il suffit de graduer les tubes qui contiennent les électrodes et d'observer les niveaux. Dans une expérience de ce genre, j'ai constaté qu'une masse de 0<sup>m</sup><sup>g</sup>,86 de mercure était transportée par coulomb. Ce chiffre est certainement très inférieur à la réalité par suite de l'évaporation de la cathode ; d'autres formes d'arc ont donné des résultats du même ordre, mais du mer-

cure pouvant passer directement de l'anode à la cathode, par simple vaporisation, je ne considère le fait comme démontré que par les expériences faites dans le ballon. J'ai admis, étant donné l'ensemble des nombres que j'ai obtenus, que le transport électrique se faisait de l'anode à la cathode par des ions mercureux.

IV. *Action de la vapeur d'eau.* — L'action de la vapeur d'eau sur la décharge est particulièrement intéressante ; si, la décharge se produisant à très basse pression, on introduit dans le ballon de la vapeur d'eau en chauffant une ampoule soudée à l'appareil et contenant de la potasse caustique, on voit le ballon devenir complètement obscur, les raies spectrales du mercure s'effaçant alors que le courant est de plusieurs ampères ; en même temps la différence de potentiel s'élève.

Les décharges obscures observées jusqu'ici dans les tubes à gaz ou à vapeur à basse pression sont de quelques milliampères, tandis que dans cette expérience le courant est de quelques ampères. Si l'on observe que le spectre de la vapeur d'eau comprend des raies ultraviolettes observables seulement au travers du quartz, on peut supposer que les radiations de la vapeur d'eau se sont substituées à celles du mercure. Comme d'autre part rien n'est changé dans le reste de l'arc, les parties contenues dans les tubes gardant leur éclat et leur constitution apparente, il est loisible d'admettre, soit que les ions qui transportent le courant sont toujours des ions mercureux et que le phénomène de la luminescence n'est pas indissolublement lié à celui du transport électrique, les ions, véhicules des charges, étant distincts des centres lumineux, soit que le transport électrique se fait par ionisation des centres neutres rencontrés par des ions émanés de l'anode ; dans ce cas, il semble bien probable que l'apparence de la cathode devrait être modifiée, un transport de vapeur d'eau devant s'y produire, or on ne constate rien de semblable.

V. *Vitesse des centres lumineux.* — Si, pour étudier le mouvement des centres lumineux par des méthodes spectroscopiques, on applique le principe de Doppler-Fizeau, on constate un déplacement, dans le sens du courant, de l'anode vers la cathode.

Les mesures ont été faites en employant comme étalon spectroscopique un étalon interférentiel à lames argentées et observant les

anneaux que donne, dans une lunette pointée pour l'infini, le satellite principal de la raie verte du mercure, les anneaux de la composante principale permettant des pointés moins précis que le satellite, à cause de leur largeur, et surtout moins sûrs à cause du renversement dissymétrique de celle-ci. Les erreurs sur la mesure du diamètre étaient telles que la longueur d'onde était déterminée à moins d'un dix-millionième; je pense que les vitesses trouvées sont exactes à une quinzaine de mètres par seconde près, c'est-à-dire que l'appareil aurait sûrement permis de déceler la vitesse d'un train rapide. La seule difficulté sérieuse réside dans une variation progressive de la différence de marche due soit aux variations barométriques (1), soit à une compensation inexacte de la variation de l'in-

(1) Il est facile de se rendre compte de l'influence des variations de la pression atmosphérique. L'indice des gaz et celui de l'air en particulier étant lié à la pression par la relation :

$$\frac{n-1}{H} = C^a,$$

on aura :

$$\frac{dn}{n-1} = \frac{dH}{H} \quad \text{ou} \quad \frac{dn}{n} = \frac{dH}{H} \frac{n-1}{n};$$

d'autre part, on a :

$$2ne \cos i = K\lambda,$$

pour un anneau déterminé d'ordre K, et par suite :

$$\frac{dn}{n} = \text{tang } i \, di, \quad \text{ou} \quad \frac{n-1}{n} \frac{dH}{H} = \text{tang } i \, di,$$

on aura,  $n$  étant très voisin de 1,

$$(n-1) \frac{dH}{H} = \text{tang } i \, di = ANdN,$$

$N$  étant le diamètre de l'anneau exprimé en tours de vis du micromètre de la lunette. Dans le cas de mes expériences,  $A$  est égal à  $4,84 \cdot 10^{-6}$ , soit à peu près  $5 \cdot 10^{-6}$ , pour l'air on peut prendre  $n-1 = 3 \cdot 10^{-4}$ , une variation de 1 millimètre de mercure correspondra donc à :

$$dN = 3 \cdot 10^{-4} \frac{1}{760} \frac{1}{5 \times 10^{-6}} \times \frac{1}{N},$$

et pour un anneau de diamètre égal à 9 tours de vis, on aura :

$$dN = \frac{3}{190},$$

c'est-à-dire 1,5 division du tambour; comme les lectures sont faites au dixième de division, on voit qu'une variation de pression de 1 millimètre produira sur le diamètre des anneaux une variation importante.

dice de l'air avec la température par la dilatation de l'acier au nickel avec lequel l'appareil est construit. Pour parer à cette difficulté, j'ai croisé les observations.

En général, j'ai effectué les pointés avec de la lumière émise par une région déterminée de l'arc dans deux directions inclinées sur la normale.

Un grand nombre de mesures ont été faites sur des arcs en ballon, quelques-unes avec des arcs en forme de H. Les nombres trouvés, de même ordre de grandeur, varient, suivant la pression, de 400 à 30 mètres par seconde; la vitesse est dirigée de l'anode vers la cathode, elle diminue quand la pression croît. J'ai trouvé ainsi :

	à la jauge			au manomètre		
Pressions mesurées.....	0,02	0,35	0,72	3,00	3,50	7 mm.
Vitesses en m : sec.....	340	268	186	142	129	32

Ces vitesses sont très faibles eu égard à celles que l'on rencontre d'habitude dans les tubes à vide; elles sont les mêmes au voisinage de l'anode et de la cathode, indépendantes de la partie de l'arc étudiée.

Le mouvement matériel de l'anode vers la cathode peut encore être mis en évidence à l'aide d'une lame de platine suspendue à un fil; le courant entraîne fortement cette lame vers la cathode, l'angle avec la verticale pouvant atteindre 30°. On peut encore l'illustrer à l'aide d'une roue à palettes placées dans le ballon où jaillit l'arc, partiellement plongée dans la région où se fait la décharge, elle prend un mouvement de rotation extrêmement rapide; la roue s'arrêtant dès qu'on la sort de la colonne positive, c'est donc bien à celle-ci qu'est dû le mouvement.

Toutes ces expériences ont été faites avec des courants compris entre 2,5 et 5 ampères.

VI. *Répartition du potentiel dans l'arc.* — Je me suis proposé ensuite d'étudier la répartition du potentiel dans l'arc; pour faire ces expériences, j'ai employé des arcs en ballon du modèle représenté par la figure 4; deux fils de platine pénètrent au voisinage de l'anode A et de la cathode B; à l'aide d'un électromètre, j'ai mesuré les différences de potentiel (AC), (CD), (DB), (AB) pour des courants de 3 à 4 ampères, j'ai trouvé en moyenne :

$$(AC) = 10 \text{ volts,} \quad (CD) = 11 \text{ volts,} \quad (DB) = 1 \text{ volt,} \quad (AB) = 22 \text{ volts.}$$

la longueur de l'arc entre les fils C et D étant environ 8 centimètres.

Il y aurait d'après cela une chute anodique d'environ 10 volts, et pas de chute cathodique sensible. D'autres expériences ont montré que la chute anodique croît lorsque la pression augmente, passant de 7 à 14 volts lorsque la pression passe de valeurs très basses à  $5^{\text{mm}},5$  de mercure.

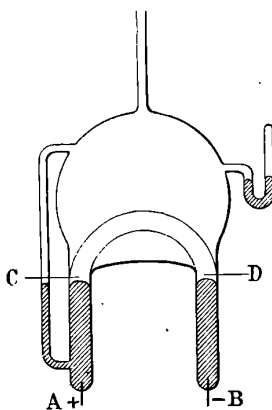


FIG. 4.

Le long de l'arc existe une chute de potentiel qui croît aussi avec la pression et oscille autour de 1,3 volt par centimètre de longueur.

VII. *Surpression à l'anode.* — Si l'on mesure la pression sur l'anode à l'aide d'un tube soudé en bas de celle-ci et aboutissant par sa partie supérieure dans le ballon, ainsi que cela est figuré sur la figure 4, on constate l'existence d'une surpression variable avec la densité de courant, qui tient bien au phénomène électrique, car les variations de la pression suivent instantanément celles du courant ; le ménisque à l'anode étant aplati, cette surpression ne peut pas tenir à un effet capillaire, dont l'action serait inverse, car l'aplatissement du ménisque aurait pour résultat de relever le niveau de l'anode. Pour un tube de diamètre donné, cette surpression croît avec le courant, et pour une intensité donnée, est d'autant plus grande que le diamètre du tube est plus petit. Elle peut atteindre plusieurs milli-

mètres. J'ai trouvé, pour cette surpression, les valeurs suivantes<sup>(1)</sup>:

Section de l'anode.	0cm <sup>2</sup> ,48		0cm <sup>2</sup> ,58		1cm <sup>2</sup> ,28	
	Courant. amp	Sur- pression. mm	Courant. amp	Sur- pression. mm	Courant. amp	Sur- pression. mm
» ...	»	»	2,0...	1,13	» ...	»
2,5...	1,75	2,5...	1,49	2,5...	0,89	
3,0...	2,40	3,0...	2,06	3,0...	1,16	
» ...	»	3,5...	2,17	» ...	»	
4,0...	3,10	4,0...	2,24	4,0...	1,80	

A la cathode je n'ai pu observer de surpression stable, la surface est continuellement agitée, et il se produit quand le courant n'est pas trop intense des dénivellations de l'ordre du millimètre.

La surpression est nécessairement reliée à la chute de potentiel à l'anode; si l'on s'imagine en effet que les supports des charges électriques sont des atomes de mercure qui ont perdu un électron, il est possible de calculer la vitesse que prennent ces atomes sous l'action d'une différence de potentiel de 10 volts; en supposant qu'il s'agisse de mercurium, la masse d'un ion est :

$$1,61 \times 10^{-24} \times 200 = 3,2 \cdot 10^{-22},$$

la charge qu'il transporte est  $1,1 \cdot 10^{-20}$  U. E. M. ; le travail de la force électrique lorsqu'un de ces ions franchit une différence de potentiel  $P$  est  $Pq$ , quantité d'énergie qui, diminuée du travail de déformation ou de désagrégation de la molécule qui a subi l'action, doit être égale à l'énergie cinétique. Si on admet que la chute de potentiel est partiellement employée à séparer un électron d'un atome qui devient ainsi positif, l'électron restant dans le métal, et, si on désigne par  $u$  cette énergie de séparation, on aura :

$$\frac{1}{2} mV^2 = Pq - u,$$

d'où :

$$V = 2,4 \text{ m : sec.}$$

---

(1) On ne peut pour ces expériences employer un voltmètre, la résistance entre un fil ou une lame de platine et la cathode est, en effet, tellement grande que presque aucun courant ne passe dans le voltmètre relié à la lame de platine et la cathode, tandis que cette résistance paraît très petite entre la lame de platine et l'anode; il se produit un effet de soupape, particulièrement marqué aux pressions élevées si le platine rougit.

D'autre part, l'anode doit subir une pression, tout comme une fusée d'artifice, les atomes qui s'échappent de la surface du mercure provoquant une réaction qui doit se traduire par une pression, d'où la surpression à l'anode; il est possible de calculer cette surpression; la force moyenne doit être égale à la quantité de mouvement fournie par seconde; si, par exemple, le courant est de 4 ampères, le nombre des porteurs électriques lancés par seconde sera  $N$ , tel que l'on ait :

$$N \times 1,4 \cdot 10^{-20} = 0,4 \text{ U. E. M.}, \quad \text{d'où} \quad N = 3,64 \cdot 10^{19};$$

on a alors :

$$NmV = 3,64 \cdot 10^{19} \cdot 3,2 \cdot 10^{-22} \cdot 2,4 \cdot 10^5 = 2,79 \cdot 10^3.$$

L'anode ayant  $1\text{cm}^2,28$  de section, ceci correspond à  $1\text{mm},6$  de mercure pour la dénivellation correspondante. Ce nombre est extrêmement voisin de celui qui a été trouvé pour le tube de  $1\text{cm}^2,28$  de section et le courant de 4 ampères; la mesure de la chute anodique (10 volts) avait été faite sur un tube de  $1\text{cm}^2,13$  de section.

VIII. *Déductions hypothétiques.* — Les hypothèses auxquelles m'ont conduit ces résultats sont les suivantes :

1° L'émission des raies spectrales par les corpuscules porteurs de l'électricité est extrêmement faible, sinon nulle;

2° Cette émission est due à des atomes mercuriels mis en état vibratoire lumineux par les porteurs électriques;

3° Ces centres lumineux rencontrent dans leurs déplacements des molécules inertes qu'ils mettent en mouvement sans les rendre lumineuses;

4° La chute de potentiel le long de l'arc a pour effet de ramener la vitesse des porteurs à chaque instant à sa valeur initiale, en dépit des chocs retardateurs qu'ils éprouvent.

Ceci est la traduction du fait qu'au point de vue des vitesses spectroscopiques l'arc est le même sur toute sa longueur;

5° L'énergie des centres lumineux se compose de deux parties : l'énergie de translation et l'énergie de radiation; cette dernière n'est vraisemblablement pas altérée par les chocs, dont le seul effet serait de produire une différence de phase dans le mouvement vibratoire émis.

Cette dernière hypothèse rendrait compte de la limite de la diffé-

rence de marche admissible pour la production des phénomènes d'interférence.

Cette limite correspond en général à une durée d'émission inférieure à celle au bout de laquelle, d'après la théorie de Lorentz indiquée ci-dessous, la lumière émise par un centre est insensible; ce serait celle qui correspond à l'intervalle de temps moyen séparant deux chocs, ou au parcours moyen d'une molécule. Dans le cas du mercure, la lumière étant produite dans un tube de Michelson excité par du courant continu, le tube étant maintenu à une température de  $110^{\circ}$ , nous avons, M. Fabry et moi, encore observé des interférences avec la raie verte pour une différence de marche de 43 centimètres. Or à cette température le chemin moyen des molécules de vapeur de mercure est  $3,12 \cdot 10^{-4}$  et la vitesse moyenne  $3,3 \cdot 10^5$ , le nombre des chocs par seconde que reçoit une molécule est par suite  $10^9$ , et la différence de marche maximum est le quotient de la vitesse de la lumière par ce nombre, soit 30 centimètres. Or nous avons trouvé expérimentalement 43 centimètres, nombre très voisin du précédent.

IX. *Étude théorique.* — Nous nous sommes proposés alors, M. Bosler et moi, de traiter par le calcul le cas des porteurs électriques et celui des particules lumineuses, et de déterminer ainsi la vitesse spectroscopique que l'on devait trouver dans les expériences antérieures, rapportées ci-dessus.

Une remarque qui simplifie beaucoup les calculs peut être faite de suite : étant donné les nombres très considérables par centimètre cube des porteurs électriques, des centres lumineux et des molécules de la vapeur, qui sont soumises aux mouvements ordinaires de la théorie cinétique des gaz et dont les mouvements ont lieu uniformément dans toutes les directions, on peut, pour appliquer le théorème des quantités de mouvement, supposer nulle l'agitation thermique, les mouvements se réduisant à ceux que donnent aux molécules les porteurs électriques. Pour la même raison, il suffit de considérer la composante de la vitesse dans la direction de l'arc ; pour simplifier le langage, nous l'appellerons la vitesse. Nous appliquerons les mêmes considérations pour la partie spectroscopique de cette étude.

Déterminons d'abord quelle vitesse prend un atome rendu lumineux par le choc avec un porteur; nous admettrons que les



masses sont égales, que les corps choquants sont sphériques de rayon  $a$ , et parfaitement élastiques; soit (fig. 5) une sphère immobile O rencontrée par une autre C dont la vitesse est  $V$ , de telle

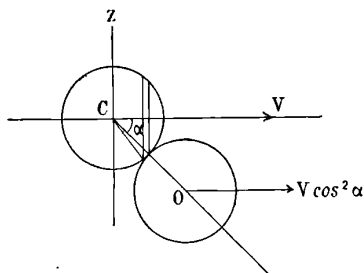


FIG. 5.

sorte que la ligne des centres fasse avec la direction de la vitesse l'angle  $\alpha$ . La composante de la vitesse dirigée suivant la ligne des centres,  $V \cos \alpha$ , se transmettra intégralement à la sphère immobile qui prendra ainsi, dans la direction de la vitesse  $V$ , une vitesse  $V \cos^2 \alpha$ . Comme les chocs très nombreux se font dans des directions quelconques, nous obtiendrons la vitesse moyenne en multipliant la vitesse trouvée  $V \cos^2 \alpha$  par la probabilité pour que l'angle soit compris entre  $\alpha$  et  $\alpha + d\alpha$  et intégrant de  $0$  à  $\frac{\pi}{2}$ ; pour que l'angle soit compris entre  $\alpha$  et  $\alpha + d\alpha$ , il faut que le point d'impact qui se trouve sur la ligne des centres soit sur la petite zone limitée par les cônes d'ouverture  $\alpha$  et  $\alpha + d\alpha$ ; la probabilité cherchée sera donc le rapport de la surface de la projection de cette zone sur le plan CZ normal à  $V$ , à la surface de la projection de la demi-sphère entière, c'est-à-dire :

$$\frac{2\pi a^2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha}{\pi a^2} = 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha;$$

la vitesse moyenne sera :

$$V' = \int_0^{\frac{\pi}{2}} V \cos^2 \alpha \times 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = \frac{V}{2}.$$

La vitesse moyenne d'un atome rencontré par un porteur élec-

trique dont la vitesse est  $V$  est, immédiatement après le choc, égale à la moitié de la vitesse du porteur.

Soit  $V_0$  cette vitesse ; un atome lumineux ainsi lancé va rencontrer des atomes immobiles et sa vitesse va aller en diminuant progressivement. L'effet statistique des chocs peut être assimilé à une résistance qu'il est facile de déterminer. Cette résistance n'est autre en effet que la quantité de mouvement perdue par seconde ; dans un choc oblique caractérisé par l'angle  $\theta$  de la ligne des centres avec la direction de la vitesse, la quantité de mouvement restant après un choc caractérisé par l'angle  $\theta$ , estimée suivant la direction de la vitesse moyenne, est, d'après la figure 6,  $mV \sin^2 \theta$  ; celle qui a été perdue est donc  $mV \cos^2 \theta$ .

Pour qu'une molécule soit rencontrée sous un angle compris entre  $\theta$  et  $\theta + d\theta$ , il faut que le point d'impact soit situé sur la zone déterminée par ces 2 angles, c'est-à-dire que le centre de la molécule rencontrée soit contenu dans un cylindre dont la base correspond aux cercles de rayons  $2a \sin \theta$  et  $2a \sin (\theta + d\theta)$  (fig. 6).

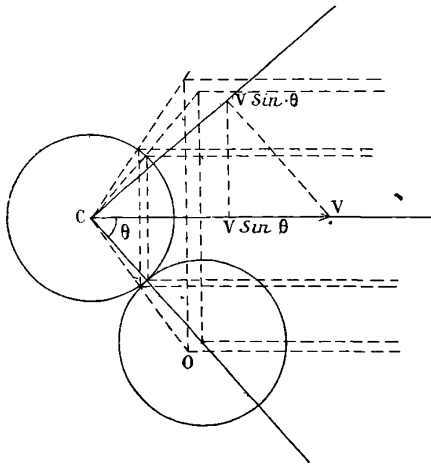


FIG. 6.

Le nombre des molécules rencontrées par seconde sous un angle compris entre  $\theta$  et  $\theta + d\theta$ , est, si  $n$  est le nombre des molécules par unité de volume,  $n$  multiplié par le volume d'un cylindre de longueur  $v$  et dont la base correspond aux angles  $\theta$  et  $\theta + d\theta$  ; c'est-

à-dire :

$$n \times 2\pi \cdot 2a \sin \theta \cdot 2a \cos \theta d\theta \times V$$

( $a$  étant le rayon de la molécule), et la quantité de mouvement perdue,

$$8\pi n m a^2 V^2 \sin \theta \cos^3 \theta d\theta;$$

la résistance sera :

$$R = \int_0^{\frac{\pi}{2}} 8\pi n m a^2 V^2 \sin \theta \cos^3 \theta d\theta = 2\pi n m a^2 V^2.$$

On aura donc :

$$R = 2\pi n m a^2 V^2 = K m V^2$$

en posant :

$$a^2 K = 2\pi n a^2.$$

Pour calculer la moyenne au temps  $t$  des vitesses des atomes choqués au temps 0 par les porteurs électriques, écrivons l'équation du mouvement moyen :

$$m \frac{dv}{dt} + K m V^2 = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{dv}{dt} + K V^2 = 0.$$

En intégrant entre les limites  $V_0$  et  $V$ , il vient :

$$V = V_0 (1 + K V_0 t)^{-1};$$

telle est la loi du mouvement moyen d'un atome. Le coefficient  $K$  est proportionnel à la densité de la vapeur, puisqu'il contient en facteur le nombre  $n$  des molécules ou des atomes par centimètre cube. Le mouvement se ralentira donc d'autant plus rapidement que le milieu sera plus dense, et l'on peut considérer que, par l'effet des chocs sur les molécules inertes, la vitesse d'un centre lumineux décroît progressivement de sa valeur maximum  $V_0$  à zéro. En même temps, par suite des phénomènes d'amortissement étudiés théoriquement par M. H.-A. Lorentz <sup>(1)</sup>, l'intensité de la lumière émise varie avec le temps suivant la loi exponentielle  $e^{-2\alpha t}$  où  $\alpha$  a la valeur :

$$\frac{3mc^2\gamma^2}{\pi e^2},$$

(1) H.-A. LORENTZ, *The theory of electrons*, Leipzig, 1909, p. 258 et 46.

$c$  étant la vitesse de la lumière,  $e$  la charge,  $m$  la masse d'un électron et  $\gamma$  la période de la lumière émise. Pour la raie verte du mercure,  $\alpha$  est égal à  $3 \cdot 10^7$ .

L'appareil spectroscopique qui a servi à mesurer les longueurs d'onde émises par l'arc au mercure donne une raie brillante, dans laquelle, abstraction faite de l'élargissement dû aux mouvements thermiques, l'intensité est répartie suivant une courbe dont les abscisses sont les longueurs d'onde ou, ce qui revient au même, les vitesses; et les ordonnées, les énergies émises par les centres pendant les temps correspondants. Dans le spectre, ce qui définit l'intensité pour une longueur d'onde  $\lambda$ , c'est le rapport  $\frac{dw}{d\lambda}$  de la quantité d'énergie  $dw$  correspondant aux radiations comprises dans un intervalle  $d\lambda$ , c'est-à-dire dont la longueur d'onde est comprise entre  $\lambda$  et  $\lambda + d\lambda$ . Les variations  $d\lambda$  dues aux variations de vitesse radiale d'un centre étant proportionnelles à celles-ci, l'intensité pour la longueur d'onde  $\lambda$  ou la vitesse  $v$  pourra être représentée par  $\frac{dw}{dv}$ . Soit  $v = f(t)$  l'équation

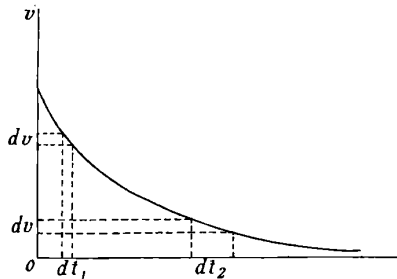


FIG. 7.

de la vitesse en fonction du temps, elle est dans le cas actuel représentée par la *fig. 7*; soit de plus  $i = F(t)$  l'intensité du rayonnement déduite de la formule de Lorentz; la quantité d'énergie correspondant à un intervalle de vitesse  $v, v + dv$ , est :

$$dw = idt,$$

$dt$  étant lié à  $dv$  par l'équation :

$$dv = f'(t) dt;$$

on aura finalement :

$$dw = \frac{F(t)}{f'(t)} dv = \varphi(v) dv$$

et l'ordonnée de la courbe des intensités sera pour la vitesse  $v$  :

$$I = \frac{dw}{dv} = \varphi(v).$$

Considérons un centre qui émet, et prenons pour temps zéro l'époque où il est mis en vibration par le choc d'un porteur électrique; l'intensité de son rayonnement sera d'autant plus faible que l'époque à laquelle on le considère sera plus éloignée de celle du choc, en vertu de la formule de Lorentz. Mais, en vertu de la forme de la courbe des vitesses, l'intervalle de temps pendant lequel il émet la radiation de longueur d'onde comprise entre  $\lambda$  et  $\lambda + d\lambda$  sera d'autant plus long que le temps lui-même sera plus grand, les différentes longueurs d'ondes émises par la source le seront pendant des intervalles de temps d'autant plus grands que la vitesse  $v$  sera plus petite. La lumière de couleur  $\lambda$ ,  $\lambda + d\lambda$ , émise au bout d'un temps relativement long après l'excitation, durera donc proportionnellement plus longtemps que celle qui est envoyée à l'appareil immédiatement après l'excitation.

Ces considérations donnent pour l'intensité dans un anneau interférentiel l'expression :

$$I = \frac{1}{KV^2} e^{-\frac{2\alpha}{K} \left( \frac{1}{v} - \frac{1}{v_0} \right)}$$

Les courbes de la fig. 8 calculées à l'aide de cette formule donnent la valeur de  $I$  dans l'arc au mercure pour deux valeurs de la pression, 3 et 7 millimètres; on voit que les anneaux seront dégradés dissymétriquement, mais le maximum d'éclat est très fortement accusé. Si l'on calcule numériquement les valeurs qui donnent le maximum de  $I$  pour les pressions de 3; 3,5 et 7 millimètres, on trouve respectivement 128, 113 et 59 mètres. Ces nombres doivent être voisins de ceux que l'on mesure expérimentalement, l'œil dans les pointés tendant toujours à mettre le fil du réticule sur la partie la plus brillante. De fait, les vitesses correspondantes mesurées expérimentalement sont : 142, 129 et 32 mètres. Nous avons employé pour le calcul les constantes suivantes : rayon de l'atome de mercure :  $3 \cdot 10^{-8}$ ; constante d'Avogadro :  $4 \cdot 10^{19}$ ; rayon d'un électron : 1,5

$10^{-13}$  ; masse d'un électron :  $7 \times 10^{-28}$  ;  $\lambda = 0,55$ . Les températures ont été déduites de la table des tensions de vapeur.

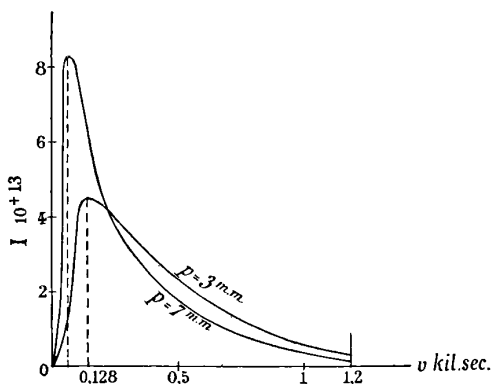


FIG. 8.

Etant donné l'erreur possible dans les mesures, 15 à 20 mètres-seconde, indiquée plus haut, la concordance approchée entre les nombres calculés et les nombres observés peut être regardée comme une vérification de la formule de Lorentz ainsi que des hypothèses indiquées au début de ce travail, en particulier de celle qui sépare la fonction électrique de la fonction lumineuse, les centres qui émettent la lumière étant entraînés par les porteurs électriques, tout en en restant distincts. Il en résulte que, dans un gaz lumineux où le spectroscopie révèle et mesure des vitesses radiales, les mouvements peuvent ne pas être ceux de la masse générale du gaz, dont quelques parties seules se déplacent. Les mouvements observés donnent seulement une indication sur le sens de ceux des ions ou des électrons qui provoquent la luminescence et les vitesses mesurées ne seraient qu'une faible fraction de celles des centres électrisés. Une comparaison assez grossière peut être faite avec les mouvements de l'air provoqués par la pluie. Celle-ci ne produit pas un vent descendant sensible, les molécules rencontrées par les gouttes d'eau seules étant mises en mouvement. C'est l'analogie de leur vitesse qu'indique le spectroscopie.

**SUR UNE MÉTHODE DE PRÉPARATION DES MEMBRANES SEMI-PERMÉABLES  
ET SON APPLICATION A LA MESURE DES POIDS MOLÉCULAIRES AU MOYEN  
DE LA PRESSION OSMOTIQUE (1) ;**

Par M. EUGÈNE FOUARD.

On sait que la préparation des membranes de Traube et de Pfeffer est d'une pratique extrêmement difficile : presque toujours, quelques bulles d'air, interposées dans la porcelaine poreuse, s'opposent à la rencontre des deux colonnes de liquides précipitants et laissent des ouvertures dans la membrane.

I. — J'ai pensé que cette difficulté constante disparaîtrait en employant comme support, au lieu du vase poreux de Pfeffer, la membrane filtrante de collodion, dont la préparation, accomplie suivant la technique des D<sup>rs</sup> E. Roux et Salimbeni, s'effectue totalement à l'abri de l'air. Les pores de cette paroi sont infiniment plus ténues que celles d'une porcelaine ordinaire : j'ai démontré (2), à cet égard, que leur dimension moyenne était de l'ordre des grosses molécules des substances dissoutes, de telle sorte que le filtre à collodion constitue un séparateur des divers composants d'une solution donnée, retenus en raison même de leurs grandeurs moléculaires.

Il était dès lors à prévoir qu'une précipitation interne de gélatine annique, de ferrocyanure de cuivre, suivant la technique de Traube et de Pfeffer, communiquerait à ce support particulier la propriété de semi-perméabilité, sans aucune cause d'insuccès. Cet essai, ainsi que les suivants, poursuivis avec la collaboration de M. de Tonnay-Charente, conduit, en effet, régulièrement, au résultat énoncé. Il suffit, en réalité, d'un contact de dix minutes des liquides précipitants de Traube pour que la membrane de collodion manifeste des propriétés osmotiques ; si on prolonge ce contact pendant deux ou trois jours, la cellule osmotique ainsi formée ne laisse passer aucune trace dosable de sucre de canne quand on l'immerge, remplie d'une solution concentrée de ce sucre, dans l'eau distillée ; si on la bouche hermétiquement, elle se gonfle, puis se brise, comme l'enveloppe cellulaire d'un tissu animal ou végétal ; inversement, elle se replie, en

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 7 avril 1911.

(2) Thèse doctorat, 1911, p. 59 (Paris).

se vidant, elle se fane comme un végétal, si on la plonge dans une solution saline concentrée, après y avoir introduit de l'eau pure.

Si la réalisation très simple de cette membrane semi-perméable permet de montrer aisément le processus du phénomène de l'osmose, on peut aussi l'utiliser à l'étude expérimentale du mécanisme de la pression osmotique et à la détermination des poids moléculaires des corps solubles dans l'eau, selon la loi des solutions de Van't Hoff. On sait l'intérêt que présenterait la résolution de ces problèmes, aussi bien en Physique moléculaire qu'en Chimie générale : d'une part, si la loi de Van't Hoff donne une mesure de la pression osmotique, elle n'explique ni la cause ni le sens du courant liquide à travers la membrane; d'autre part, l'incomparable sensibilité de la méthode osmométrique, en regard des procédés cryoscopique et ébullioscopique, se manifeste par le fait qu'une solution normale, c'est-à-dire renfermant par litre une molécule-gramme du corps dissous non dissocié, exerce une pression osmotique équilibrée par une colonne d'eau d'une hauteur de 230 mètres.

En pratique, une difficulté surgit ici dans la mesure des pressions; la membrane support de collodion ne possède aucune rigidité; elle est déformable, extensible sous l'influence d'une pression de quelques centimètres, et elle n'est pas suffisamment élastique pour revenir, après cessation de la pression, à sa forme et à son volume primitifs; par conséquent, si on lui a fait subir préalablement une préparation de semi-perméabilité, les déformations qu'elle présente pendant l'exercice de la pression altèrent cette propriété.

Il est facile de supprimer cet obstacle; on sait bien que l'enveloppe protoplasmique d'une cellule vivante est une paroi extrêmement mince, qui cependant est douée d'une semi-perméabilité résistant parfois à des pressions énormes; on peut citer, à cet égard, l'exemple du mycélium de *Aspergillus niger* qui, dans son milieu de choix, supporte une tension interne de 160 atmosphères; on sait, en outre, que l'effort de rupture d'une même paroi soumise à un même système de forces extérieures s'accroît très rapidement lorsque diminue son rayon de courbure. On peut déduire de ces considérations un procédé de préparation de « collodion armé », qui consiste à établir d'abord une chambre à monture en métal, dont le corps cylindrique est formé par une toile également métallique. En plongeant cet appareil dans le collodion, chaque maille de la toile est occupée par une lamelle de cette substance dont la surface présente un faible rayon de courbure.



On peut aisément vérifier que la membrane obtenue résiste dès lors à des pressions très élevées, de plusieurs atmosphères, de telle sorte que la stabilité du système ainsi constitué ne dépend plus en réalité que de la résistance de l'armature. La cellule osmotique réalisée dans ces conditions possède un volume constant ; en surmontant sa capacité d'un tube capillaire destiné à mesurer la pression croissante, on pourra effectuer des mesures de celles-ci, à l'équilibre, sans modification appréciable du volume total, ni de la concentration moléculaire initiale de la substance étudiée.

De plus la semi-perméabilité acquise reste constante ; on assure d'une façon complète cette condition en opérant de la façon suivante : on laisse en contact, à travers les pores de la membrane, les solutions séparées de gélatine et de tanin, pendant cinq à six jours ; pour atténuer autant que possible la dissymétrie de la membrane, on renouvelle cette formation en changeant les emplacements des deux solutions à l'intérieur et au dehors du sac tubulaire de collodion, dans une seconde immersion de même durée que la première ; en outre, les coagulum ainsi formés présentent un degré de cohésion assez variable, décroissant avec le temps, aux contacts ultérieurs prolongés de l'eau, dissolvant en usage : on peut réduire notablement cette variabilité en effectuant, avant la seconde immersion, un contact de vingt-quatre heures de la cellule au sein d'une solution d'un sel très coagulant comme le chlorure mercurique à 5 pour 1.000. On obtient ainsi des précipités de Traube à structure très serrée, donnant des membranes qui, à pression nulle, sont devenues très lentement perméables à l'eau pure ; enfin, par l'emploi de deux solutions précipitantes à concentrations moléculaires très différentes, la formation des cellules peut s'accomplir sous une pression osmotique de même grandeur que celles qu'on se proposera de mesurer.

Une précaution générale, adoptée dans toutes ces recherches, consiste enfin à conserver les membranes préparées, en dehors des périodes d'utilisation, au contact de ses liquides précipitants, en solutions très étendues. Un lavage de quelques jours dans l'eau distillée, au moment d'un essai, donne une membrane neuve, prête aux mesures de pressions osmotiques.

II. — Les pressions ont été évaluées directement par le dispositif le plus simple, consistant en une fermeture de la cellule osmotique par un bouchon de caoutchouc, surmonté d'un tube capillaire vertical, dont le diamètre est d'environ  $1/3$  à  $1/2$  millimètre. Les solutions

employées étant toujours à une très faible concentration, de l'ordre de un millième de molécule-gramme par litre, il suffit de mesurer la différence des niveaux de la solution dans le tube capillaire et de l'eau pure extérieure, en la corrigeant de la dénivellation due à la capillarité ; on assimile ainsi à l'eau pure, au point de vue de la densité, les solutions extrêmement diluées en usage, ce qui ne représente qu'une erreur indifférente dans cette catégorie de déterminations ; l'osmomètre est évidemment placé dans un lieu dont les variations de la température sont presque nulles ; celle-ci est relevée sur un thermomètre donnant les dixièmes de degré, plongé dans l'eau submergeant la cellule. Ces mesures ont été exécutées, au nombre d'une centaine environ, avec des corps d'une pureté bien déterminée (saccharose, lactose, glucose, mannite, asparagine) et de poids moléculaires bien connus, en vue de fixer la méthode expérimentale.

En désignant par  $p$  la concentration en substance dissoute pour 100 centimètres cubes de la solution, par  $T$  la température absolue de l'expérience, par  $h$  la hauteur en centimètres de la colonne de solution au moment de l'équilibre, par  $R$  la constante des gaz ( $R = 84.750$ ), par  $M$  le poids moléculaire du corps dissous, on a d'après la loi de Van't Hoff :

$$M = 847,5 \frac{Tp}{h}$$

Si l'on compare, dans les présentes expériences, la hauteur atteinte par le liquide, avec celle obtenue par le calcul,

$$h = \frac{847,5Tp}{M},$$

on trouve toujours que la valeur observée est inférieure à celle calculée selon la loi de Van't Hoff.

Ainsi, pour une concentration  $p = 0,121$ , à  $18^{\circ},5$ , l'expérience donne  $70^{\text{cm}},2$ , alors le calcul indique  $87^{\text{cm}},4$  ; pour une concentration  $p = 0,230$  à  $17^{\circ}$ , l'expérience donne  $146^{\text{cm}},3$ , le calcul indique  $165^{\text{cm}},5$ . Les dénivellations qui en résultent, exprimées en colonnes de mercure, sont respectivement de  $1^{\text{cm}},26$  et  $1^{\text{cm}},41$ . Ce fait est général pour toutes les expériences citées, accomplies avec plusieurs membranes : les solutions employées, toutes plus étendues que celles de saccharose des expériences de Pfeffer, présentent une dénivellation de même sens de la pression osmotique.

Doit-on attribuer ce résultat à une imperfection constante des

membranes employées? Si elles ont conservé en partie la propriété filtrante du support, dans son état initial, l'abaissement rapide de la colonne d'équilibre, à partir de son maximum, accusera la diminution progressive de la pression interne, ou la perte des molécules dissoutes traversant la paroi; en renouvelant chaque jour, pendant plusieurs semaines, l'eau extérieure de l'osmomètre, on réalisera même les conditions les plus favorables à l'épuisement par dialyse de la solution intracellulaire.

Cependant, en opérant ainsi, on peut constater que la hauteur de  $146^{\text{cm}},3$  de l'essai précédemment indiqué n'a nullement varié après vingt-cinq jours et que le titre de la solution interne, à la fin de cette période, est de  $0,227$ , au lieu de  $0,230$  à l'origine. L'hypothèse d'imperfection de la membrane, d'après le mode de préparation que nous avons développé, n'est donc pas vraisemblable. Mais en outre, s'il y a, dans cet abaissement de  $0,230$  à  $0,227$ , une diminution réelle de concentration, il ne déterminerait, selon le calcul de Van't Hoff, qu'une dénivellation de 2 millimètres de colonne d'eau : or, l'expérience nous indique 192 millimètres, hors de toute proportion avec celle prévue par la théorie actuelle.

D'ailleurs, si cette dénivellation relative à la loi de Van't Hoff n'a jamais été signalée, elle n'en est pas moins apparente dans les anciennes expériences exécutées par Pfeffer : si, en effet, on calcule, avec la même constante ( $84.750$ ) des gaz, selon la loi de Van't Hoff, la hauteur en colonne de mercure correspondant à une solution de saccharose à 1 0/0, à la température de  $14^{\circ},2$ , on trouve  $52^{\text{cm}},4$ ; par suite, pour des solutions à 2 0/0 et à 6 0/0 on obtiendrait, comme hauteurs,  $104^{\text{cm}},8$  et  $314^{\text{cm}},4$ . Expérimentalement, Pfeffer a obtenu, au lieu de ces trois nombres, les suivants :

$51^{\text{cm}},$      $101^{\text{cm}},6$     et     $307^{\text{cm}}.$

Les dénivellations sont donc respectivement, en colonne de mercure, de :

$1^{\text{cm}},4$      $3^{\text{cm}},2$     et     $7^{\text{cm}},4.$

Elles sont donc dans le même sens que celles de nos expériences et présentent des valeurs se raccordant avec elles.

Le fait constant de cette dénivellation ne peut être rapporté qu'à une cause inhérente au mécanisme même de l'osmose à travers la membrane semi-perméable.

Dépend-il de la membrane elle-même? On sait que celle-ci a une structure colloïdale et à ce caractère de forme se rattache, on le sait aussi, la propriété fréquente d'absorption des matières dissoutes par les granules. Ce phénomène entre-t-il ici en jeu? Nous allons le constater en effet. Cependant nous venons de voir que l'abaissement minime de concentration de notre dissolution de saccharose ne peut rendre compte de l'importante dénivellation observée. Si donc l'absorption a un rôle, on ne peut lui attribuer cet écart relatif à la loi de Van't Hoff. Il faut donc en chercher la cause du côté de la solution elle-même? La formule  $pv = RT$ , vérifiée seulement pour les gaz parfaits, recevrait ici, comme pour les gaz réels, un ou plusieurs termes correctifs, actuellement inconnus.

En tout cas, nous sommes amenés à conclure que la mesure des poids moléculaires des substances dissoutes, en solutions aqueuses très diluées, par l'évaluation directe de la pression osmotique, ne sera vraiment possible que lorsque la nature de cette cause aberrante sera bien déterminée et traduite par une *formule des solutions vraies*.

III. — On peut prévoir, en déduction de la loi de Van't Hoff, que ces termes correctifs de la pression sont, comme dans le cas des gaz réels, des fonctions de la concentration moléculaire.

S'il en est ainsi, on peut imaginer une méthode différentielle qui consistera à équilibrer la pression osmotique de la solution à étudier par celle d'une autre solution connue.

Au moment de l'équilibre, les volumes moléculaires seront égaux dans les deux solutions isosmotiques; dès lors on pourra évaluer le poids moléculaire inconnu sans se préoccuper de la connaissance des termes correctifs de la pression, les valeurs numériques des divers facteurs de l'équation des solutions vraies étant devenues égales pour les deux liquides équimoléculaires séparés par la membrane.

Pour réaliser cette méthode de zéro, j'ai adopté le dispositif suivant: La membrane tubulaire est fermée par un bouchon portant un tube capillaire non plus vertical, mais recourbé horizontalement dès sa sortie de la cellule, et d'une longueur de 10 à 20 centimètres. On prépare une solution d'un poids connu de la substance à étudier dans un volume total déterminé; on l'introduit dans la cellule et on fixe l'obturateur; le liquide en excès s'échappe par le tube capillaire. On plonge cet appareil dans un récipient contenant une solution d'une

substance de constitution bien connue ; celle-ci doit être choisie telle qu'on puisse en disposer aisément à l'état chimiquement pur ; elle doit prendre en solution un état moléculaire simple, invariable ; elle ne doit pas présenter de dissociation, de façon à former une solution de comparaison nettement définie, toujours identique à elle-même : pour ces diverses raisons, j'ai adopté le saccharose ou sucre de canne raffiné, dont le degré de pureté très élevé convient très bien aux mesures proposées.

On introduit donc dans le vase extérieur une solution de saccharose de concentration moléculaire plus élevée que celle du liquide interne, ce qu'on peut savoir approximativement *a priori*. Dès que le contact est établi, on voit le ménisque du tube capillaire fuir du côté de la cellule, par suite de l'appel d'eau vers le saccharose extérieur. Il suffit alors d'effectuer successivement des apports d'eau distillée dans la solution immergente pour voir se ralentir la course du ménisque, dont les déplacements s'observent avec la plus grande sensibilité, puisqu'une longueur de 1 millimètre du tube capillaire correspond à une variation de volume de  $\frac{1}{10.000}$  de centimètre cube de liquide interne.

Les apports successifs d'eau distillée ont un volume de plus en plus réduit, et il arrive un instant où le ménisque, après avoir rétrogradé vers la cellule, s'en éloigne au contraire ; le courant osmotique a alors changé de sens, la dilution du saccharose ayant dépassé le terme d'égalité moléculaire : on l'atténue lentement par addition ménagée d'une solution sucrée plus concentrée. On continue ainsi à se rapprocher sans cesse de l'équilibre, en suivant désormais à la loupe les déplacements lents du ménisque ; on effectue des additions successives de volumes de plus en plus réduits, soit de solution sucrée, soit d'eau distillée, chacune d'elles étant suivie d'une agitation convenable pour rétablir l'homogénéité du liquide extérieur. Cette suite d'opérations aboutit à l'immobilité du ménisque, qu'on atteint dans un temps inférieur à une heure. On peut observer plus longuement cette immobilité relative ; on accroît ainsi sans cesse le degré de précision de l'équilibre et, par suite, celui de la mesure du poids moléculaire.

Il faut remarquer que, dans cette technique, la chambre osmométrique ne supporte aucune pression effective. Il n'est donc pas nécessaire de la construire avec une armature métallique ; les essais

actuels ont été exécutés avec un support cylindrique en canevas de tapisserie, d'une maille de  $1^{\text{mm}},5$ ; on réservera le dispositif à toile métallique, de nickel pur, ou mieux encore de platine, réfractaire à l'attaque de tout réactif, pour les mesures directes de pression osmotique.

Dans la description qui précède, le but à atteindre est l'immobilité du ménisque, quelle que soit en réalité sa position finale, le long du tube capillaire. Or, le volume initial du liquide étudié sera toujours au minimum de 20 centimètres cubes; quant à celui du tube capillaire, sur 1 décimètre de longueur, il n'est que de 1 à 2 centièmes de centimètre cube. Par conséquent la variation totale du volume de liquide interne ne sera jamais qu'une fraction de cette capacité capillaire et l'erreur relative que l'on commettra, en supposant le zéro constant, ne sera qu'une fraction du quotient  $\frac{0^{\text{cmc}},01}{20}$  ou  $\frac{1}{2000}$ ; il est évident que la mesure de tous les poids moléculaires ne nécessite nullement l'infime correction qui peut provenir d'un tel déplacement du zéro.

On notera en outre, dans la pratique de la méthode actuelle, que, si elle est exécutée dans un laboratoire où la température n'est pas soumise à de brusques et fréquentes variations, condition toujours facile à réaliser, il n'est nullement nécessaire de se préoccuper de la température, puisqu'elle est aisément la même de part et d'autre de la membrane; les mesures s'accompliront donc sans aucun thermomètre ni instrument de précision étranger à l'osmomètre, ce qui constitue ici un précieux avantage, en regard de la cryoscopie et de l'ébullioscopie. Cependant, ainsi qu'on l'a prévu par la grande amplitude des valeurs de notre variable, la pression osmotique, la sensibilité du présent procédé, est incomparablement supérieure à celle de ses devanciers.

Le principe différentiel que nous avons substitué à celui de la mesure directe lui prévaudra d'ailleurs, à cause des facilités de son application: en effet, l'évaluation d'une pression osmotique nécessite l'attente de l'équilibre d'une colonne liquide ascendante, et il n'est pas rare de compter une quinzaine de jours pour la période de mobilité; c'est seulement alors que la mesure du poids moléculaire, entreprise antérieurement, donne la réponse au problème posé; elle exige en outre la connaissance précise de la température, et des dispositions spéciales pour réaliser sa constance prolongée.

Ici, au contraire, une durée d'observation de une demi-heure à

une heure, sans aucune préoccupation d'isolement thermique, suffit à l'obtention des résultats, d'une précision remarquable, qui seront rapportés plus loin.

J'ai établi le contrôle expérimental de cette méthode en mesurant le poids moléculaire de corps pour lesquels cette grandeur est connue sans ambiguïté, et susceptibles d'être préparés chimiquement purs, en quantités assez notables; la solution aqueuse de chacun de ces corps est d'une concentration  $c$ , exactement déterminée par une pesée préalable. Lorsque l'équilibre est atteint, on mesure la concentration finale  $\gamma$  en saccharose, de la solution extérieure, le plus simplement, par sa rotation polarimétrique en tube de longueur maxima, 5 décimètres, ou, à défaut de polarimètre, par la méthode chimique d'inversion et de dosage à la liqueur de Fehling. Les deux solutions étant devenues isosmotiques et équimoléculaires, leurs concentrations  $c$  et  $\gamma$  en grammes pour 100 centimètres cubes sont proportionnelles aux poids moléculaires de chaque matière dissoute; comme l'un d'eux, celui du saccharose, qui est 342, nous est parfaitement connu, nous aurons donc celui  $M$  à mesurer par la proportion :

$$\frac{M}{c} = \frac{342}{\gamma}, \quad \text{d'où} \quad M = 342 \frac{c}{\gamma}.$$

Les corps suivants, préparés purs avec un très grand soin, par mon collègue à l'Institut Pasteur, M. B. Sauton, ont donné ainsi les résultats suivants :

Substances étudiées	$c$	$\gamma$	Poids moléculaire	Poids moléculaire théorique
	Concentration de la solution à étudier	Concentration en saccharose à l'équilibre	par l'expérience $M = 342 \frac{c}{\gamma}$	
Lactose . . . . .	3,24	3,085	359,5	360
Glucose monohydraté.	2,62	4,51	199	198
Mannite . . . . .	1,5	2,795	183,2	182,1
Asparagine . . . . .	1,00	2,518	136	132,2
Tartrate de quinine . .	0,25	0,1805	474	474,0
Hydroquinone . . . . .	1,00	3,02	112,6	110,0

La coïncidence presque parfaite des nombres de l'expérience et des valeurs connues démontre dans ce tableau ce que la théorie permettait de prévoir: l'extrême sensibilité du procédé osmotique, comparé à nos méthodes actuelles.

IV. — La marche d'une opération n'affecte cependant pas toute la simplicité de la description qui précède.

Lorsqu'on prend, en effet, une membrane neuve, qui, après sa

période de formation, est demeurée au contact de l'eau pure, et lorsqu'on la remplit, en vue d'une mesure, avec la solution à étudier, si on fait immédiatement l'essai d'équilibre osmotique, on obtient un résultat absolument erroné; ainsi, si nous rapportons la valeur instantanée obtenue avec la mannite, nous trouvons :

$$c = 1,5, \quad \gamma = 1,18, \quad M = 435.$$

Le véritable poids moléculaire étant 181,2, celui obtenu est supérieur au double de cette valeur; cette anomalie apparente a toujours été observée pour tous les corps précédents; la solution de saccharose, apparemment isosmotique, à l'origine, a donc toujours une concentration notablement plus faible que celle qu'elle devrait avoir pour aboutir au poids moléculaire théorique.

Ce premier résultat apparaît d'abord sans explication, si l'on remarque que la cellule est bien réellement semi-perméable; on ne peut que l'attribuer à un état particulier, soit de la membrane, soit de la solution. Pour le vérifier, il suffit d'abandonner à elle-même la cellule montée, remplie de son liquide, en se proposant de renouveler, toutes les deux ou trois heures, l'obtention d'une solution nouvelle de saccharose immobilisant le ménisque capillaire.

En opérant ainsi, on voit dans les essais successifs la concentration de saccharose s'accroître, et par suite le nombre expérimental donnant le poids moléculaire erroné de la mannite se rapprocher peu à peu du chiffre théorique; cependant on n'a pas touché à la solution interne.

Voici une suite de nombres obtenus pour la mannite, avec les intervalles de temps successifs correspondants :

Concentration constante en mannite	Temps de contact	Concentration successive de saccharose	Poids moléculaires apparents
1,5 0/0	origine	1,18	435
—	2 heures	1,455	354
—	5 —	1,605	320
—	9 —	1,942	264
—	12 —	2,050	250
—	24 —	2,440	215
—	48 —	2,795	183,2

A partir de ce dernier essai, la solution de saccharose apparemment isosmotique conserve un titre constant; nous voyons, par la valeur du poids moléculaire vrai obtenu, qu'elle est véritablement



équimoléculaire avec la solution interne. Quels sont les changements qui se sont accomplis pendant la période de variation ? En premier lieu, on peut supposer que l'état moléculaire de la solution s'est progressivement modifié : il ne serait pas invraisemblable que la dissociation graduelle d'un groupement moléculaire initial s'effectuât dans un certain temps, jusqu'à l'isolement complet des molécules simples, isolement manifesté par la valeur finale exacte du poids moléculaire. Cependant le fait nous apparaît comme trop général pour ne pas avoir été entrevu et interprété par les autres méthodes, bien que moins sensibles et se prêtant difficilement à de telles observations. Si cette hypothèse de dissociation ne correspond à aucune réalité, c'est que la solution reste identique à elle-même à partir de son état d'origine, et comme il y a quelque chose qui se modifie, ce ne peut être que la membrane elle-même. Pour élucider ce point, il était nécessaire de faire les deux expériences suivantes :

D'abord, prenons la cellule osmométrique, au moment où elle vient de fournir, après contact prolongé, le poids moléculaire vrai de la mannite; démontons-la, et changeons sa solution interne de mannite pour une solution neuve de même concentration, qui vient d'être préparée à l'instant même; faisons une mesure immédiate; si c'est l'état moléculaire de la mannite qui est variable, nous allons retrouver, avec cette même cellule, non plus 182, mais la valeur initiale 435; l'expérience accomplie, nous retrouvons instantanément 183, valeur sensiblement exacte du poids moléculaire de la mannite. La même substance, à l'instant de sa dissolution, présente donc son poids moléculaire vrai, dans une membrane qui vient de l'indiquer sur une solution identique, après un contact de quarante-huit heures.

Cette observation est complétée par la suivante :

Reprenons l'ancienne solution qui vient de nous donner, dans la première cellule, après quarante-huit heures, un poids moléculaire exact; remplissons avec celle-ci une seconde cellule que nous qualifierons *neuve*, c'est-à-dire qui, à la suite de diverses utilisations, a subi un contact de quelques jours avec l'eau distillée; pratiquons avec cette nouvelle cellule la mesure isosmotique; si la variation observée est attribuable à la solution, nous obtiendrons immédiatement dans cette expérience le poids moléculaire vrai de la mannite. En fait, nous obtenons 450, nombre erroné, comme avec la première membrane, quand elle était neuve : la même dissolution ancienne, ici, après avoir donné le vrai poids moléculaire, donne

maintenant un nombre beaucoup plus grand au contact d'une membrane neuve.

En conclusion de ces deux essais, on peut affirmer que ce n'est pas la solution qui manifeste un changement d'états successifs; c'est bien seulement la membrane, qui, au cours de cette variation apparente, ne reste pas identique à elle-même; elle subit une véritable formation qui la rend apte, seulement quand celle-ci est terminée, à fournir le vrai poids moléculaire de la solution qu'elle contient.

En quoi peut consister cette formation de la membrane?

On sait bien que celle-ci est constituée par un précipité de structure colloïdale et qu'un des caractères essentiels de cette forme est une faculté d'absorption. Il y a lieu, dès lors, de se demander si une fonction absorbante de la membrane n'entre pas ici régulièrement en jeu. Les expériences précédentes le prouvent sans ambiguïté: si nous nous reportons, par exemple, aux essais de glucose, la solution de ce corps introduite dans la cellule osmotique a une concentration de 2,70 0/0; après un contact de quarante-huit heures, la solution interne, titrée, accuse un abaissement de la rotation polarimétrique, correspondant à une concentration finale de 2,62 0/0; il y a donc eu certainement une absorption de glucose par la membrane.

Le processus de la formation s'explique donc très simplement: quand une solution est mise au contact d'une cellule neuve, il se produit évidemment une diffusion des molécules dissoutes vers l'eau pure qui enveloppe l'agrégat micellaire formé par le précipité de Traube; en vertu du pouvoir absorbant des micelles, ces molécules dissoutes sont transportées dans la zone d'attraction des particules précipitées et disparaissent ainsi du milieu ambiant, comme molécules cinétiquement libres, et actives au point de vue osmotique. Si cet effet d'absorption est lent, progressif, et non instantané, on conçoit que, pendant la formation, la solution qui véritablement exerce autour des micelles le jeu des forces osmotiques soit à une concentration inférieure à celle que nous connaissons de la solution introduite; il n'est pas étonnant dès lors que celle de saccharose, qu'on ajuste pour l'équilibre, ait une concentration réduite par rapport à celle qui a été prévue.

Au fur et à mesure que se poursuivent les effets de diffusion et d'absorption, et si en même temps la quantité de liquide interne est assez grande par rapport au volume propre de la membrane, la différence va en s'atténuant, et la concentration en matière active doit

s'élever de part et d'autre : c'est précisément ce que l'expérience vient de nous indiquer.

Au point de vue pratique de la détermination des poids moléculaires, ces observations nous conduisent à formuler les règles suivantes, pour la préparation d'une membrane neuve, aussi bien que pour sa restauration après fonctionnement :

1° Il faut, avant une mesure, constituer la membrane *neuve* ayant subi le contact des liquides précipitants, par un lavage, au sein d'eau distillée, pendant deux ou trois jours ;

2° Il faut qu'après une mesure on remette la cellule au contact d'eau distillée pendant quelques jours, pour en extraire complètement la matière dissoute, absorbée dans le cours de l'opération qui a précédé. Si elle ne doit pas servir à nouveau immédiatement, on la conservera au contact de ses deux liquides précipitants, en solutions très étendues ;

3° Il faut, avant une mesure, remplir complètement la membrane *neuve* avec la solution à étudier et l'y laisser, en moyenne, pendant quarante-huit heures ; par surcroît de précaution, on pourra, dans cet intervalle de temps, remplacer une ou deux fois la solution intérieure par une autre fraction neuve du même liquide. Le dispositif expérimental à réaliser dans ce but devra tenir compte que, dans bien des cas, on ne dispose pas d'une grande quantité de la substance à étudier, ni, par suite, d'un grand volume de cette solution.

En tout cas, ce n'est qu'après cette formation qu'on terminera le montage et qu'on fera la mesure d'équilibre.

Ces dispositions n'exigent, en réalité, que des soins de quelques minutes ; leur observation n'enlève rien à la simplicité du mode opératoire.

V. — Tous les développements qui précèdent s'appliquent intégralement à l'étude des solutions salines ; la méthode doit conduire à une documentation nouvelle, relative à la dissociation des sels en solution aqueuse. Ainsi, dans le cas le plus simple d'une seule dissociation électrolytique de la molécule en deux ions, on devra ainsi déduire, par un poids moléculaire obtenu  $m$ , plus faible que la valeur théorique  $M$ , le coefficient électrolytique  $k = \frac{M}{m} - 1$ , qu'on pourra comparer au nombre fourni par la conductibilité.

Si l'on veut étendre l'application aux acides et aux bases, il ne

faudra pas oublier que la membrane possède une structure colloïdale dont les modificateurs les plus actifs sont précisément ces agents chimiques. Il sera sans doute préférable de faire une combinaison saline avec la substance à étudier, si elle est douée de fonctions très actives, au moyen d'une base ou d'un acide organique bien connu, ou on en fera tout dérivé simple de façon à supprimer autant que possible les dissociations électrolytiques et hydrolytiques. On déterminera alors le poids moléculaire du dérivé, sensiblement inactif sur la substance même de la membrane.

Dans le cas de corps à faible fonction acide ou basique, on pourra cependant, par un choix judicieux du précipité de Traube, faire une mesure directe, comme on l'a fait dans les essais précédents pour l'asparagine.

D'une manière générale il faudra disposer des diverses membranes prêtes à l'usage et en choisir une vis-à-vis de laquelle la solution du corps à étudier n'ait pas d'action chimique.

D'autre part l'extrême sensibilité de la méthode osmotique nous donne le moyen d'étude indispensable des substances de grandeur moléculaire très élevée, en solutions aqueuses vraies. On peut remarquer que, pour une concentration moyenne d'une telle substance dissoute, la solution isosmotique de saccharose sera d'autant moins concentrée que sera grande la masse moléculaire cherchée. L'évaluation finale de cette concentration au polarimètre pourra se réduire à une rotation de quelques degrés et, si celle-ci est trop faible, il faudra consentir, dans ces conditions spéciales, à concentrer préalablement la solution de saccharose, pour en faire ensuite le dosage exact, sous un volume moindre déterminé.

A ce dernier cas se rattacherait identiquement celui des corps peu solubles dans l'eau; alors que leur cryoscopie en solution aqueuse est fort imprécise et pour ainsi dire illusoire, on peut, avec l'osmométrie, reculer considérablement la limite d'emploi.

Il reste enfin actuellement une importante lacune à combler dans les applications de la méthode; c'est son extension aux corps insolubles dans l'eau, solubles dans d'autres dissolvants organiques; cette partie du problème se pose dans des conditions théoriques que nous allons exposer.

VI. — Les expériences précédentes ont mis en évidence la fonction absorbante de la membrane. Or, on sait actuellement que ladite fonction est une propriété de forme, caractéristique de l'état colloï-

dal sous lequel se présentent toujours les membranes semi-perméables.

Cette relation de propriétés nous conduit à l'explication du mécanisme profond de la circulation osmotique dont la précision, du reste, n'a pu être dégagée de la théorie des solutions de Van't Hoff.

Les premiers observateurs du phénomène de l'osmose avaient bien songé à l'influence de la matière même de la cloison cellulaire. Suivant Dutrochet, Naegeli, puis E. Duclaux, Dastre, les substances membraneuses organisées possèdent la propriété d'absorber l'eau, et ces auteurs attribuent à cette propriété une importance fondamentale dans le phénomène osmotique. J'ai effectivement démontré, par l'expérience directe<sup>(1)</sup>, que les changements d'état d'un colloïde au sein de l'eau résultent d'une combinaison physico-chimique réversible des deux substances présentes, par fixation aux granules des ions  $H_+$  et  $OH_-$  du liquide intermicellaire.

Le point de vue intuitif des auteurs que nous avons cités devient ainsi un fait désormais bien établi et qui contient en lui-même tout le principe de l'évolution de la matière colloïdale.

*La propriété osmotique d'une paroi nous apparaît donc inséparablement liée à sa fonction absorbante, c'est-à-dire à sa structure colloïdale et à la nature du milieu où sa substance peut prendre cette forme particulière, grâce à une réaction réversible entre les deux éléments présents.*

En conséquence, si un sel de ferrocyanure cuivrique donne au contact de l'eau une membrane semi-perméable, autrement dit colloïdale, ces effets disparaîtront avec l'élimination complète de l'eau, sans reparaitre nécessairement avec un autre dissolvant; l'osmométrie dans le benzène, par exemple, exigera la formation d'un précipité tout autre que ceux de Pfeffer, applicables à l'osmométrie dans l'eau; ce nouveau coagulum possédera la structure colloïdale, non dans l'eau, mais dans le benzène, et ses transformations physico-chimiques seront liées à une fixation réversible de molécules benzéniques; il en serait de même pour chaque solvant, auquel correspondrait un coagulum membraneux spécifique.

Telles sont les conditions dans lesquelles il faudrait envisager la généralisation du problème osmométrique, résolu maintenant dans le seul cas de l'eau, si on voulait l'étendre aux autres dissolvants.

---

(1) Thèse doctorat, 1911, p. 60 à 71.

En ce qui concerne le mécanisme même de la circulation osmotique, nous avons vu qu'il résidait dans la substance de la membrane ; celle-ci n'est liée aux éléments de la dissolution que par des forces attractives extrêmement petites, presque nulles, puisque leurs effets sont réversibles ; mais une dépendance réelle existe entre les molécules du dissolvant et celles du corps dissous ; leur présence simultanée donne, en effet, naissance à des attractions moléculaires réciproques qui, loin d'être nulles, se mesurent par les abaissements ébullioscopiques et cryoscopiques du solvant.

Par conséquent, dans l'épaisseur de la membrane, les molécules dissoutes de la solution ambiante se trouvent, au contact de molécules d'eau ayant, en fait, échappé à leur milieu, mais qui sont fixées avec une énergie infiniment petite, à la substance micellaire ; celle-ci doit les abandonner, par suite de leur attraction dominante, aux molécules dissoutes, et un courant de dilution de la solution interne se manifeste ainsi aux dépens d'une déshydratation de la membrane ; mais celle-ci, par son contact avec le solvant pur extérieur, dispose sans cesse de l'élément de son hydrolyse réversible et prélève de l'eau au milieu extérieur. On se représente simplement de la sorte le sens du mouvement osmotique sans qu'il soit nécessaire d'adopter la fiction de Nernst d'une distillation du solvant pur vers la dissolution, comme si, outre le corps dissous, selon l'hypothèse de Vant' Hoff, le solvant lui-même était à l'état gazeux, entraîné par cette différence des tensions qui existerait entre les deux milieux, dans l'état réel de vaporisation du solvant pur.

VII. — L'expérience nous a prouvé que l'absorption ne peut être, sauf pour une faible part, la cause essentielle de la dénivellation constatée dans les pressions osmotiques mesurées, comparativement à la loi de Vant' Hoff. C'est donc dans la structure des solutions qu'il faut chercher l'explication des écarts constamment observés.

Il devient dès lors nécessaire de réformer ce postulat de la loi de Vant' Hoff : *le solvant n'est qu'un volume dans lequel peuvent s'étendre les molécules gazeuses du corps dissous ; il n'exerce par lui-même aucune influence matérielle sur la substance en dissolution.*

En effet, on peut considérer d'abord qu'une solution homogène renferme, dans un état liquide identique, deux espèces de molécules ; mais celles-ci ne se différencient, indépendamment de leur substance, que par la disproportion de leur nombre ; en réalité, la distinction que nous faisons de corps dissous et de dissolvant n'existe plus physiquement

dans la dissolution elle-même. Il n'y a donc, en fait, aucune raison d'ordre physique qui puisse justifier l'abstraction matérielle de l'un des deux corps en présence, et surtout de celui, dit solvant, dont la proportion est extrêmement dominante.

D'autre part, la relation de présence des deux éléments de la dissolution nous est bien connue : du côté du solvant, nous admettons sans réserve que l'attraction réciproque des molécules des deux espèces détermine l'abaissement de sa tension de vapeur ou de son point de congélation, en s'opposant à tous ses changements d'états.

Il est, par suite, évident que, du côté du corps dissous, en vertu de cette réciprocité d'action nécessaire, la même influence antagoniste, formant dans le liquide une résistance à la libre diffusion des molécules dissoutes, doit justifier l'existence d'un terme négatif, correctif de la pression de Van't Hoff, dont l'existence se trouve vérifiée par nos expériences après celles mêmes de Pfeffer.

*La véritable formule des solutions vraies serait ainsi, non pas*  $pv = RT$ , *mais*

$$[p + f(v)]v = RT,$$

où  $f(v)$ , terme essentiellement négatif, serait une fonction croissante, à déterminer, du volume moléculaire du corps dissous.

---

#### APPLICATION AUX SIGNAUX DE LA LOI DE PERCEPTION DES LUMIÈRES BRÈVES A LA LIMITE DE LEUR PORTÉE

Par MM. A. BLONDEL et J. REY.

La loi nouvelle de perception des lumières brèves<sup>(1)</sup> présente un intérêt particulier par les importantes applications dont elle est susceptible dans la technique des signaux à éclats. Ces signaux sont de deux sortes :

1° Les signaux de télécommunication, qui sont destinés à télégraphier, sous forme optique, au moyen d'éclats brefs ou longs, les lettres de l'alphabet Morse ;

2° Les signaux d'orientation, qui permettent à un observateur de se diriger vers un fanal, ou d'en relever la direction.

*Signaux de télécommunication.* — Dans le cas des signaux de

---

(1) Voir ce volume, p. 530.

télégraphie optique, la source de lumière employée débitant un flux continu pendant tout le temps qu'on l'emploie, on ne réalise aucune économie d'éclairage en réduisant plus ou moins la durée des signaux (1); cette durée peut donc être réglée uniquement d'après les conditions de travail les meilleures pour les observateurs. Or, d'après M. André Broca (2), il y a deux limites à observer pour ce genre de signaux :

Il faut d'abord laisser entre les signaux un temps suffisant (qui varie de  $1/100$  de seconde pour les très fortes lumières à  $2/10$  ou  $3/10$  de seconde pour les faibles lumières), pour que la sensation lumineuse s'affaiblisse entre deux signaux assez pour éviter la persistance et permette par conséquent de les distinguer.

Il faut, d'autre part, donner aux signaux une durée suffisante pour la bonne perception, soit au moins  $2/10$  de seconde pour les faibles distances et  $5/10$  à  $6/10$  de seconde pour les grandes distances.

Le même auteur estime d'ailleurs, d'après ses expériences citées plus haut, que les lumières intenses et trop brèves (inférieures par exemple à  $1/10$  de seconde) occasionnent des images accidentelles, par effet de fatigue, parce qu'elles ne laissent pas aux réflexes rétinienens de défense le temps de se produire; la durée minima du signal le plus court en bonne lumière ne doit pas descendre pour ce motif au-dessous de  $3/10$  de seconde. On pourrait cependant, croyons-nous, s'affranchir de cette crainte de l'image accidentelle, en faisant porter par les télégraphistes, lorsqu'ils ont à faire des réceptions à trop faibles distances, des lunettes légèrement fumées. Mieux encore, on pourrait munir les observateurs d'une lunette à œil-de-chat réglable, leur permettant de réduire éventuellement l'éclat à l'intensité la meilleure en fonction de sa durée; ce serait un procédé, semble-t-il, plus logique d'éviter la fatigue d'un éclat que d'en allonger la durée au détriment de la vitesse de débit télégraphique.

*Signaux d'orientation.* — Dans le cas des signaux d'orientation, il n'y a plus à se préoccuper de la durée de persistance, parce que l'intervalle réalisé entre les signaux par les procédés de concentration est toujours assez considérable; il ne descend pas en pratique

(1) Il en serait autrement si l'on employait pour la production de ces signaux une lampe à incandescence à filaments métalliques, ne recevant de courant pendant l'émission du signal, ou un bec de gaz alternativement allumé et éteint.

(2) *Annales du Conservatoire des Arts et Métiers*, conférence du dimanche 26 janvier 1902.



au-dessous de deux secondes; même si on le réduit à une seconde, cette éclipse est beaucoup plus longue qu'il n'est nécessaire pour éviter la persistance.

On n'a pas non plus à s'inquiéter des images accidentelles, car l'observateur ne regarde le signal que lorsqu'il a besoin de prendre un relèvement, opération qui, comme on le verra plus loin, n'exige que fort peu de temps. La seule condition à réaliser est d'augmenter le plus possible la portée utile des signaux. C'est précisément dans ce but, qu'au lieu d'une lumière permanente, on produit des signaux intermittents par l'emploi de projecteurs ou d'appareils lenticulaires <sup>(1)</sup> tournants; ces derniers, concentrant dans l'espace le flux total de la source de lumière en un certain nombre de *faisceaux* que le mouvement de rotation projette successivement sur l'œil de l'observateur, produisent, au point de vue de l'utilisation de l'énergie lumineuse, un effet équivalent à celui d'un système accumulateur, permettant d'emmagasiner pendant le temps des éclipses le flux lumineux produit d'une façon continue par la source de lumière et de le lâcher seulement par à-coups.

Au point de vue photométrique, il ne faut pas considérer ici le flux total émis par la source, mais seulement celui qui est reçu par la pupille de l'observateur, et qui sera évalué en multipliant par l'ouverture de cette pupille le nombre de lux-secondes d'excitation qu'elle subit pendant la durée de l'éclat. Ce calcul peut être fait de la manière suivante: en supposant que la source employée dans l'appareil optique ait dans sa partie utile la forme d'un cylindre de diamètre  $D$  et un éclat intrinsèque uniforme  $i$  <sup>(2)</sup>, l'appareil optique produit, en plus de la concentration du flux en faisceaux dans le plan de l'horizon, une concentration verticale proportionnelle à la hauteur utile <sup>(3)</sup> de sa surface rayonnante  $h$ . Si la lumière était distribuée uniformément autour de l'horizon, l'appareil produirait une intensité photométrique moyenne horizontale:

$$I_{mh} = khDi,$$

et l'éclairement reçu sur la pupille de l'observateur serait représenté

(1) Invention de l'illustre Fresnel, perfectionnée par Bourdelles, qui a créé les appareils à éclairs instantanés.

(2) Ces hypothèses sont un peu théoriques et ne sont pas rigoureusement réalisées dans la pratique, mais elles servent utilement à préciser les considérations que nous exposons ici.

(3) C'est-à-dire celle des surfaces extérieures d'où rayonne de la lumière.

par une expression correspondante :

$$(1) \quad E_{mh} = I_{mh}f(x) = khDf(x);$$

en appelant  $k$  un coefficient d'affaiblissement représentant les pertes subies par les rayons au passage de l'appareil,  $x$  la distance de l'observateur, et  $f(x)$  la fonction d'affaiblissement par l'éloignement.

Cette fonction est théoriquement de la forme  $\frac{b^x}{x^2}$ , en appelant  $b$  le coefficient de transparence de l'atmosphère.

La concentration produite d'autre part dans le plan horizontal par l'appareil optique ayant pour effet de produire un éclat à certains intervalles, par exemple toutes les  $T$  secondes seulement, la « quantité d'éclairement <sup>(1)</sup> »  $L$  reçue par la pupille pendant cet éclat résulte de l'accumulation pendant  $T$  secondes et a pour expression :

$$(2) \quad L = E_{mh}T = khDiTf(x).$$

Cette quantité est proportionnelle à l'excitation de la rétine, et peut être prise comme mesure de cette excitation.

Parmi les quantités qui figurent dans cette formule, on ne dispose pas de  $f(x)$ ; les autres sont, suivant les cas, les données du problème à résoudre : si l'appareil est construit,  $h$  et  $k$  sont donnés ; si la source est choisie,  $i$  et  $D$  sont donnés. Quant à l'intervalle  $T$  entre les éclats, il a été fixé par des considérations généralement étrangères à la question de la portée <sup>(2)</sup>.

La seule variable qui reste et dont nous devons chercher à préciser l'influence, c'est la durée  $t$  pendant laquelle se produit l'éclat. En

(1) On appelle « quantité de lumière » en photométrie le produit du flux lumineux par le temps pendant lequel il est reçu. Nous appellerons de même « quantité d'éclairement » le produit de l'éclairement par le temps.

(2) L'expérience a démontré que, pour permettre le relèvement du point d'émission des signaux, il ne faut pas que l'observateur en détourne le regard, et que ce résultat ne peut être atteint que si l'intervalle entre les éclats reste inférieur à environ cinq secondes ; les essais que nous rapporterons plus loin ont montré qu'au-dessous de cette grandeur limite, le relèvement peut être fait d'autant plus rapidement que les signaux sont plus rapprochés, mais ne demande qu'un nombre à peu près constant de signaux reçus par l'œil. Il serait souhaitable, pour faciliter le maintien de l'attention, de ne pas dépasser entre eux une durée de deux à trois secondes, mais on réduit ainsi la durée d'accumulation et, par conséquent, la quantité de lumière disponible dans chaque éclat. On se trouve donc en présence de deux desideratums opposés, entre lesquels on peut choisir suivant les circonstances le meilleur. On les concilie au mieux, par exemple, au moyen de certains groupements d'éclats.

effet, par suite de la facilité que l'on a de varier la construction et la vitesse de rotation des appareils, on est maître, tout en conservant entre les deux signaux le même intervalle, et en attribuant à chacun un nombre de lux-secondes  $Et$  constant, de faire varier dans de larges limites la *durée* pendant laquelle le faisceau passe devant la pupille. Nous supposons que le faisceau est homogène.

On démontre aisément <sup>(1)</sup> que cette durée d'éclat  $t$  s'exprime en fonction de l'intervalle des éclats  $T$ , du diamètre de la source  $D$ , de la longueur focale de l'appareil optique  $R$  et du nombre de faisceaux  $n$  de ce dernier par la formule

$$(3) \quad t = \frac{nTD}{2\pi R}.$$

D'après ce qui précède, il convient de distinguer d'abord deux cas, suivant que l'on suppose donné l'appareil optique ou la source.

PREMIER PROBLÈME. — *Étant donné un appareil optique existant qui permette de subdiviser le flux total d'une source de lumière en éclats concentrés rapides toutes les  $T$  secondes, quelle est la source de lumière qui permettra de tirer le rendement maximum de cet appareil?*

Il est bien évident que c'est la source de lumière la plus puissante, et sans qu'il y ait à proprement parler de limite à donner à sa puissance. Si donc la source de lumière a un éclat intrinsèque  $i$  donné d'avance et qu'on ne puisse pas dépasser, il faut augmenter son diamètre  $D$  de manière à augmenter le plus possible la durée de chaque éclat (qui est proportionnelle à ce diamètre); l'éclairage reçu par l'œil croîtra suivant la même proportion. On n'est limité dans cette voie que par la dépense excessive qu'entraîne l'emploi de sources de lumière très puissantes, et par la réduction de rendement spécifique de la source elle-même; car, pour certaines sources de lumière telles que les manchons Auer, l'augmentation de volume est accompagnée d'une diminution de l'éclat intrinsèque.

Par contre, toute augmentation de diamètre d'une source de lumière obtenue sans augmentation de flux (par exemple par interposition de verres diffuseurs) n'ayant pas pour effet d'augmenter le flux lumineux, mais seulement la durée de l'excitation aux dépens de son intensité, serait nuisible pour le rendement de l'appareil optique.

---

(1) Cf. *International Maritime Congress* 1893, p. 46.

En effet, l'impression limite, à grande distance, dépendant du produit :

$$(4) \quad (E - E_0) t = Et - E_0t = L - E_0t,$$

où  $L$  et  $E_0$  sont des constantes, on voit qu'elle diminue au fur et à mesure que  $t$  augmente. Il y a donc intérêt à réduire si on le peut les dimensions de la source lumière produisant un flux donné, en augmentant l'éclat intrinsèque  $i$  aux dépens du diamètre  $D$  (1).

DEUXIÈME PROBLÈME. — *Étant donné une source de lumière et l'intervalle  $T$  entre les éclats dans lesquels doit être concentré son flux total, quelle est la durée d'éclat  $t$  la plus avantageuse à réaliser par l'appareil optique, pour obtenir le rendement maximum de ladite source de lumière ?*

Ce problème est celui que doit se poser le constructeur de l'appareil optique, pour savoir s'il y a intérêt à augmenter ou à réduire la durée des éclats. La quantité d'éclairement  $L = Et$  lux-secondes disponible pour l'éclat étant constante, et proportionnelle au flux total réparti sur l'horizon divisé par le nombre des éclats, le raisonnement fait ci-dessus à la fin du premier problème démontre que l'effet utile à grande distance pour la perception minima sera d'autant plus faible qu'on allongera davantage la durée de l'éclat ; on doit concentrer le flux dans le temps le plus bref possible, sans qu'il y ait aucune limite inférieure pour cette durée de concentration (2).

(1) La remarque faite à la page 548 (formule 5) montre qu'on réalise un progrès bien plus grand en augmentant l'éclat intrinsèque d'une source, par exemple dans un rapport  $m$ , qu'en augmentant la durée dans le même rapport  $m$  ; car la multiplication de la durée par  $m$  augmente l'intensité apparente d'une lumière fixe équivalente seulement dans le rapport :

$$\frac{mt}{0,21 + mt} : \frac{t}{0,21 + t} = \frac{m(0,21 + t)}{0,21 + mt},$$

expression qui tend d'autant plus vers l'unité que  $t$  est plus grand ; tandis que si l'on multiplie par  $m$  l'éclat intrinsèque de la source, l'intensité de la lumière fixe équivalente est augmentée dans le même rapport  $m$  ; par exemple, si  $m = 2$ , l'intensité du feu à grande distance sera doublée. Au contraire, si l'on double le diamètre et par suite la durée  $t$  d'un feu ayant, auparavant, une durée de 0,21, par exemple, l'intensité apparente sera seulement majorée dans le rapport  $\frac{2}{3} : \frac{1}{2} = \frac{4}{3}$ , de sorte que l'augmentation ne sera que 33 0/0, au lieu de 100 0 0.

Dans certains appareils à éclairage intermittent, l'accumulation de lumière est remplacée par une accumulation de gaz comprimé ; la conclusion reste analogue. Il faut augmenter l'intensité absolue et la consommation du brûleur au dépens de la durée d'allumage de ce brûleur.

(2) La formule 3 montre qu'on dispose à cet effet de deux moyens : d'une part, augmenter la longueur focale  $R$  de l'appareil ; ce qui a pour effet de concentrer

Un autre avantage important, que l'un de nous a déjà mis en évidence dès 1893 (1), c'est que plus les signaux sont brefs, plus leur visibilité augmente rapidement quand l'observateur, partant de la limite de la portée, se rapproche vers le point d'émission.

En effet, l'impression lumineuse croît plus vite au début de l'action de la lumière qu'après un certain temps. Il y a donc avantage à ce que la durée de perception soit comprise dans la partie des courbes des sensations voisines de l'origine et presque rectiligne, plutôt que dans la partie courbe par laquelle la sensation se rapproche de la ligne horizontale.

Ce raisonnement est confirmé *a fortiori* par la forme des courbes de MM. Broca et Sulzer (fig. 1, p. 531) qui, pour des lumières fortes, s'élèvent d'abord bien au-dessus de la sensation permanente (2).

Il y a peut-être aussi intérêt à réduire la durée, pour un autre motif, qui nous a été signalé par M. Georges Guy : c'est afin d'empêcher le mouvement de la rétine pendant le passage de l'éclat, de façon que l'image du point lumineux accumule son excitation sur un seul et même point de la rétine ; sinon elle n'atteint en aucun point de celle-ci son maximum d'effet utile.

En définitive, il y a toujours avantage à réduire la durée d'éclats sans qu'il y ait lieu de fixer une limite de durée minima ; la limite est, en réalité, fixée par les conditions de réalisation de la source de lumière et des appareils.

TRISIÈME PROBLÈME. — *Etant donné le nombre d'éclats par seconde, réaliser le meilleur appareil et la meilleure source de lumière pour la production des signaux.*

Ce problème qui est plus général que les deux précédents, est en réalité un problème purement économique, analogue à celui qu'a résolu autrefois lord Kelvin pour le transport le plus économique

l'éclat dans un angle plus petit (inversement proportionnel à cette longueur focale) ; d'autre part, réduire le nombre  $n$  de faisceaux de l'appareil optique et augmenter leur vitesse de rotation, ou nombre de tours par seconde  $N$ , en proportion inverse, de façon à rétablir le même nombre d'éclats par seconde,  $t = Nn$ , qui est imposé.

1) *Loc. cit.*

(2) Il suffit de prendre sur la courbe d'une lumière faible, correspondant à un éclat  $E$ , le point d'impression apparente correspondant à une durée  $t$  quelconque, puis de chercher le point correspondant à la durée  $n$  sur la courbe d'éclairement  $nE$  pour voir que l'impression apparente est plus grande dans le deuxième cas que dans le premier.

de l'énergie électrique. On doit chercher à réduire au minimum les frais annuels nécessaires pour réaliser la portée cherchée.

Ces frais annuels comprennent : d'une part, l'amortissement et l'intérêt du capital engagé dans l'appareil de la source de lumière (ces derniers sont en général peu importants par comparaison); d'autre part, les frais d'éclairage, c'est-à-dire ceux qui correspondent à la consommation d'énergie et à l'entretien de la source de lumière, et qui sont fonction du nombre d'heures annuel  $B$  d'emploi.

Si l'on appelle  $A$  le capital engagé,  $f$  le taux d'intérêt et d'amortissement,  $p$  le prix de revient de l'heure d'éclairage, on doit chercher à rendre minimum la somme  $Af + Bp$ , tout en satisfaisant à l'équation de condition :

$$(4) \quad Et = E_0 (a + t).$$

En remplaçant  $Et$  par son expression (7) calculée plus haut, on obtient la condition plus explicite :

$$(5) \quad E_0 (a + t) = E_{mh}T = khDiTf(x),$$

ou d'après (8) :

$$(6) \quad E_0 \left( a + \frac{nTD}{2\pi R} \right) = khDiTf(x) = k'RDiTf(x),$$

en remarquant que  $h$  est en général proportionnel à la longueur focale  $R$  de l'appareil optique.

Le prix de l'appareil croît en raison directe de  $R^2$ , et est très variable suivant le mode de construction.

On voit que le problème est trop complexe pour être résolu sous la forme algébrique. D'ailleurs, les différentes sources de lumière (pétrole, gaz, incandescence, arc électrique, etc...) qu'on peut employer sont très disparates dans leurs propriétés caractéristiques  $D$ ,  $i$ , et leur consommation. Elles présentent des prix de revient très variés.

Le problème ne peut donc, en général, être résolu que par des comparaisons successives de plusieurs solutions concrètes préalablement étudiées au point de vue technique, lequel sort tout à fait du cadre de cette étude. Il nous suffit simplement d'indiquer que ce problème existe, et que l'un des éléments essentiels de la solution est fourni par l'équation de condition que nous venons d'indiquer.

*Cas où l'éclat n'a pas une intensité photométrique constante pendant sa durée.* — Toutes les déductions qui précèdent ont été établies, pour simplifier, dans le cas théorique d'un éclat conservant

une intensité constante pendant toute sa durée d'application sur l'œil ; mais, en pratique, cette condition n'est jamais réalisée. En particulier, les appareils optiques destinés à l'accumulation de la lumière ne produisent que des faisceaux imparfaitement homogènes, de sorte que pendant le passage d'un éclat l'éclairement produit sur l'œil part de zéro, s'accroît rapidement, reste plus ou moins constant pendant un certain temps et décroît ensuite ; et la variation suit une loi assez arbitraire, dépendant des sources et des appareils.

Le problème devient alors trop complexe pour être traité par les méthodes qui précèdent, dans la perception à faible distance, c'est-à-dire lorsque l'intensité de la sensation dépasse le seuil ; mais, lorsqu'il s'agit simplement de déterminer la portée du signal, cor-

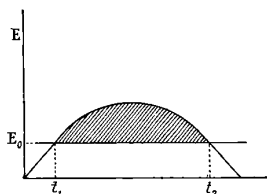


FIG. 1. — Cas où l'éclat n'a pas une intensité photométrique constante pendant sa durée.

respondante au seuil de la sensation, la loi nouvelle que nous avons établie donne, par extrapolation légitime, une solution facile. En effet, l'œil se comporte, ainsi que nous l'avons dit, comme un appareil balistique. Il suffit donc de considérer l'intégrale de l'excitation de la rétine pendant le passage de l'éclat.

Or, nous avons établi que l'excitation utile est à chaque instant proportionnelle à la différence  $E - E_0$  entre l'éclairement réel  $E$  et l'éclairement limite  $E_0$  du seuil (fig. 1). Si l'on appelle  $t_1$  et  $t_2$  les moments où  $E$  devient égal à  $E_0$  au début et à la fin de l'éclat, l'intégrale d'excitation peut être obtenue par simple quadrature de la courbe représentative de  $E$  en planimétrant l'aire de cette courbe placée au-dessus de la droite  $E_0$  (1). Si l'on fait cette quadrature à une distance quelconque, on trouvera une aire supérieure à la valeur

(1) Il doit être bien entendu que nous n'admettons cette intégration que pour des éclats de durée faible tels qu'on les emploie dans la pratique actuelle, c'est-à-dire durant au plus une seconde ; nous n'avons pas de données expérimentales suffisantes pour nous permettre de savoir dans quelle limite, pour des durées plus grandes, peut s'intégrer l'excitation.

$aE_0$  qui, d'après l'équation (1), correspond à la perception; on en conclura que l'on n'est pas encore à la limite de la portée. Cette limite de portée est atteinte lorsque

$$(7) \quad \int_{t_1}^{t_2} (E - E_0) dt = aE_0,$$

en appelant  $I_h$  les intensités photométriques des points lumineux, mesurés dans une coupe horizontale du faisceau et rapportée à la distance unité, cela peut s'écrire :

$$\int_{t_1}^{t_2} [I_h f(x) - E_0] dt = aE_0$$

ou :

$$(8) \quad f(x) \int_{t_1}^{t_2} I dt = E_0 (a + t_2 - t_1) \quad (a = 0,21 \text{ environ}).$$

Si l'on néglige la petite incertitude qui peut régner sur  $t_1$  et  $t_2$ <sup>(1)</sup>, l'intégrale au premier membre est connue une fois pour toutes, d'après la forme de la courbe polaire des intensités mesurée dans le faisceau à la distance unité, et par conséquent  $x$  peut être calculé facilement en fonction du second membre.

On peut par cette méthode obtenir également l'intensité horizontale  $I'_h$  d'une lumière fixe donnant la même portée limite que la lumière brève définie par cette courbe polaire, car on sait qu'une pareille lumière fixe est définie en fonction de l'éclairement minimum  $E_0$  par la relation :

$$(9) \quad I'_h f(x) = E_0 \text{ (2)},$$

d'où :

$$(10) \quad I'_h = \frac{\int_{t_1}^{t_2} I_h dt}{a + (t_2 - t_1)}.$$

(1) Cette incertitude sera d'autant plus faible que la variation est plus brusque au commencement et à la fin de l'éclat. Quand il en est autrement, les éclats paraissent notablement plus courts à grande distance qu'à faible distance. Nous ne prétendons pas du reste donner une solution rigoureusement mathématique.

(2) On a indiqué en note (p. 542) la valeur de la constante  $E_0$ , qui paraît être comprise entre  $0,5 \cdot 10^{-7}$  et  $10^{-7}$ .



Le dénominateur de la valeur  $l_h$  est une fonction de la durée d'éclat  $t_2 - t_1$ , et, comme on l'a vu plus haut, cette durée peut varier avec la distance par suite de l'affaiblissement de l'éclairement absolu au commencement et à la fin de l'éclat. Cela montre qu'on ne peut pas en toute rigueur déterminer une lumière fixe équivalente, à toute distance, à une lumière brève.

*Remarques sur le relèvement de l'orientation des lumières brèves.*  
— Dans tout ce qui précède, nous ne nous sommes préoccupés que de l'impression produite sur la rétine par les lumières brèves; on peut se demander, d'autre part, si la brièveté plus ou moins grande des éclats influe sur la facilité de relèvement de la direction du point lumineux. Bien entendu, il ne s'agit, comme dans tout ce qui précède, que de comparer des éclats brefs et de durée inférieure à la seconde et vus au voisinage de leur limite de leur portée.

A cet effet, nous avons employé, pour viser le point lumineux, une alidade mobile autour d'un axe vertical et muni de deux fils verticaux légèrement éclairés pour les rendre visibles; les valeurs choisies pour la durée  $t$ , et pour tous les observateurs, ont été de 0,01, 0,03, 0,1, 0,3 et 1 seconde; on comptait le nombre d'éclats nécessaire à chaque observateur pour parfaire le pointage de l'alidade sur le point lumineux. Pour chaque observation, l'intensité du point lumineux était réglée de manière à donner exactement la limite de la portée, suivant la loi nouvelle établie.

On a trouvé ainsi les moyennes suivantes, prises chacune sur cinq observateurs :

Durée des éclats	Moyenne du nombre d'éclats pour faire le pointage
$\frac{1}{100}$	4,7
$\frac{3}{100}$	4,65
$\frac{1}{10}$	4,6
$\frac{3}{10}$	4,94
1 seconde	5

On voit donc qu'en passant de  $1/100$  à 1 seconde, c'est-à-dire pour des éclats d'une durée variant dans le rapport de 100, les différences ont été très faibles, puisqu'elles n'ont pas dépassé 8 0 0, différences négligeables en pratique et qui, d'ailleurs, présentent le caractère d'écart accidentels.

On voit que le relèvement exige toujours à peu près le même nombre d'éclats, quelle que soit la durée, et que cette durée n'exerce donc pas d'influence sensible.

Il en est autrement pour l'intervalle entre les éclats, car l'expérience a démontré qu'il n'est pas pratique de l'accroître au delà de cinq secondes, et que l'observation est d'autant plus facile et plus rapide que cet intervalle est plus court.

#### RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS.

En résumé, nous avons montré comment on peut, par des considérations théoriques, pressentir la forme de la loi la plus vraisemblable pour déterminer la relation entre l'intensité et la durée d'une lumière brève produisant le minimum de sensation perceptible.

Nous avons ensuite décrit des méthodes et appareils nouveaux permettant d'étudier expérimentalement tous les phénomènes de perception des lumières brèves, ponctuelles ou de dimensions définies, par la comparaison de deux lumières brèves de durée différente, dont l'une servant de repère.

En comparant un grand nombre de mesures faites par des expérimentateurs nombreux, avec le réglage au minimum perceptible, et en réduisant par le calcul des moyennes géométriques les divergences qui existent forcément dans des mesures de cette espèce, nous avons obtenu une vérification, qu'on peut considérer comme très satisfaisante, de la loi que nous cherchions entre les éclaircissements et leurs durées d'application sur la pupille. Dans le cas où l'on emploie des éclats uniformes, nous avons exprimé cette loi sous la forme simple :

$$(E - E_0) t = aE_0,$$

$E_0$  étant l'éclaircissement minimum perceptible, et  $a$  étant une constante de temps, de 0,21 seconde environ. Puis nous avons montré qu'on peut en déduire par simple intégration la loi des éclats non uniformes, leur portée et l'intensité de la lumière constante équivalente au point de vue de la portée :

$$\frac{\int_{t_1}^{t_2} I_n dt}{a + t_2 - t_1}.$$

Enfin, nous avons établi, par application de la loi qui précède, et par la considération des courbes de sensation de MM. Broca et Sulzer, que l'utilisation maxima d'une source de lumière doit exiger des éclats brefs, sans qu'il y ait à se préoccuper d'une limite inférieure de durée de ces éclats, sauf lorsqu'il s'agit de signaux télégraphiques. Il suffit d'ailleurs que la durée de l'éclat  $t_2 - t_1$  devienne négligeable devant la constante  $a$ , pour qu'on soit sûr d'obtenir un maximum de rendement.

---

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CLII, n° 26 (juin 1911), et t. CLIII, n° 1, 2, 3 (juillet 1911).

E. GUYOU. — Résolution des problèmes de hauteur à la mer par la réduction à l'équateur. Nouvelles tables de navigation. — P. 1807.

Théorie mathématique.

J. BOUSSINESQ. — Calcul de l'absorption dans les cristaux translucides pour les systèmes d'ondes planes latéralement indéfinies et pour un pinceau de lumière parallèle. — P. 1808 et t. CLIII, p. 16.

Théorie mathématique.

P. VILLARD et H. ABRAHAM. — Sur une grande machine électrostatique. P. 1813.

Cette machine possède vingt plateaux d'ébonite sans secteurs, à conducteurs diamétraux isolés du bâti, et tourne en régime normal à 1.200 tours environ par minute. Son voltage normal est d'environ 250.000 volts, et son débit est de 1 milliampère sous ce voltage.

LUIGI GIUGANINO. — Action de la translation terrestre sur les phénomènes lumineux. — P. 1829.

G. SAGNAC. — P. 1835.

M. Giuganino montre qu'on peut déduire du théorème de Lorentz (1)

---

(1) *Encyklopädie der math. Wiss.*, Bd V<sub>2</sub>, Heft 2, S. 266.

l'action de la translation terrestre sur les phénomènes lumineux, action observable dans l'expérience indiquée par l'auteur<sup>(1)</sup>.

M. Sagnac montre que les raisonnements de M. Giuganino sont inexacts à partir du moment où il admet que la vitesse absolue de la lumière dans une lame de verre suivant la direction du mouvement de la Terre est la même que si la Terre était immobile et que l'expérience proposée ne doit pas réussir.

CHANOZ. — Des images révélées physiquement après fixage de la plaque au gélatinobromure d'argent irradiée. Actions isolées ou successives de la lumière et des rayons X. — P. 1832:

Une plaque sensible, excitée par la lumière ou les rayons X, renferme des germes actifs capables d'amener la condensation de l'argent naissant engendré par le révélateur physique utilisé. L'agent fixateur doit agir sur ces germes, car les images après fixage dépendent du degré de concentration. Exemples.

J. GARDNER. — Appareil de réception téléphonique de signaux sous-marins. — P. 1834.

Pour recevoir les signaux produits par les cloches sous-marines, on utilisera un transmetteur microphonique très sensible, renfermé dans une boîte métallique étanche fixée contre la cuirasse du navire au-dessus de la ligne de flottaison et reliée à une paire de téléphones. Les vibrations de la cuirasse amènent des changements de résistance du microphone; avec deux systèmes identiques à bâbord et à tribord, on pourra reconnaître la direction du son.

H. BUISSON et Ch. FABRY. — Sur la mesure des intensités des diverses radiations d'un rayonnement complexe. — P. 1838.

L'intensité totale après passage à travers une épaisseur  $z$  d'une substance est

$$I = A_1 e^{-m_1 z} + A_2 e^{-m_2 z} + \dots,$$

$A_1, A_2$  désignant les intensités des radiations simples avant le passage. On déterminera au préalable les constantes  $m$ ; d'où un sys-

---

(1) *C. R.*, t. CLII, p. 1662.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES 657  
tème d'équations du premier degré, résoluble si l'on prend un nombre convenable d'absorbants. Quant aux intensités I, on les obtient à l'aide d'une pile thermo-électrique.

GEORGES MESLIN. — Sur les vitesses des circulaires inverses dans la polarisation rotatoire. — P. 1841.

Théorie. Avec le dispositif interférentiel, il y a quatre systèmes de franges dont deux correspondent à la vibration ordinaire, les deux autres à l'extraordinaire.

L. BLOCH. — Sur quelques théorèmes généraux de mécanique et de thermo-dynamique. — P. 1843.

Énoncé et conséquences d'un théorème général d'où dérivent ceux de Lord Rayleigh (1).

L. HOULLEVIGUE. — Sur les rayons cathodiques produits à l'intérieur des lampes à incandescence. — P. 1846.

Un dispositif analogue à celui qui sert à produire les rayons canaux permet d'obtenir, dans un récipient B relié à une ampoule A à filament de carbone (2), un pinceau de radiations très sensible à l'aimant; formé d'électrons de vitesse voisine de 5.000 kilomètres par seconde, pouvant se réfléchir sur le verre ou une lame métallique; ces électrons peuvent d'ailleurs se répandre aussi dans B et y osciller d'une façon quelconque, en créant un champ localisé au voisinage des parois.

DUSSAUD. — Éclairage à incandescence réalisant une économie très notable sur les lampes à filament de carbone. — P. 1849.

Un courant (16 volts, 1,3 ampère; dépense: 20 watts) traverse un fil fin de tungstène, enroulé en solénoïde, qui occupe un espace de 30 millimètres cubes, et fournit le même éclairage pratique qu'avec 400 watts et des lampes à filament de charbon.

---

(1) *Theory of sound*, 2<sup>e</sup> éd., t. I, p. 94.

(2) *C. R.*, 8 mai 1911.

A. BESSON. — Action de l'effluve sur le gaz ammoniac sec et humide. — P. 1850.

Il se forme probablement de l'hydrazine dans l'action de l'effluve sur le gaz ammoniac sec dilué dans de l'hydrogène. Si le gaz ammoniac est humide, il se forme de l'hydroxylamine.

PAUL PASCAL. — Sur un mode de contrôle optique des analyses magnétochimiques. — P. 1832.

Tableau montrant que l'étude de la dispersion permet de vérifier qualitativement les résultats de l'analyse magnéto-chimique et justifie les explications données des exceptions aux lois d'additivité.

LÉON PIGEON. — Sur la mesure des degrés de strabisme au moyen du stéréoscope à coulisses. — P. 1864.

### Théorie. Graduation du stéréoscope.

HENRY HUBERT. — Sur le mécanisme des pluies et des orages au Soudan. — P. 1881.

Il y a deux zones très nettes à distinguer en Afrique occidentale : au nord, une zone où toutes les pluies d'orage viennent de l'est ; au sud, une zone où il y a des pluies ordinaires (du sud) encadrées de deux périodes de pluies d'orage (de l'est).

### Tome CLIII

H. DESLANDRES. — Ionisation des gaz solaires. Relations entre le rayonnement et la rotation des corps célestes. — P. 11.

L'ionisation provient, et des mouvements considérables de la surface et de l'atmosphère solaires, et de la lumière ultra-violette ainsi que des corps radio-actifs, enfin de l'émission d'électrons négatifs par le Soleil, corps à très haute température, surtout à sa surface et dans la couche supérieure de son atmosphère. Ces causes donnent des répartitions différentes des ions, et, à partir de la surface, on aurait des couches positive, négative, et une couche supérieure où la répartition peut être complexe. Le mouvement de descente des ions doit entraîner la masse entière de cette couche supérieure. Le

champ magnétique y a pour effet de transformer en vitesse horizontale une partie de la vitesse verticale et d'augmenter ainsi la vitesse de rotation ; cette propriété est peut-être générale et donne une explication simple de la rotation des corps célestes.

A. PEROT. — Sur la spectroscopie solaire. — P. 36.

Étude confirmant l'hypothèse suivante : une masse de vapeur et de gaz n'est pas absorbante ; seul un nombre infime de ses particules serait doué d'absorption, grâce à la rencontre passagère d'un ion ou électron leur communiquant la quantité de mouvement qu'il possède. La vitesse ainsi acquise se composerait avec la vitesse propre de la généralité de la masse gazeuse et c'est la résultante que le spectroscopie permettrait de mesurer.

ALPHONSE BERGET. — Sur une nouvelle machine à sonder. — P. 38.

Elle se compose d'un balancier dont une extrémité porte une poulie métrique et l'autre extrémité est maintenue par des ressorts. Dès que le fil est chargé du plomb de sonde, le balancier bascule et embraye un compteur de tours ; dès que le plomb touche le fond, le balancier se relève, débraye le compteur et fait bloquer la poulie.

MARCEL BRILLOUIN. — Surface de glissement. Généralisation de la théorie d'Helmholtz. — P. 43.

Théorie.

J. PIONCHON. — Sur un effet électrique du déplacement relatif d'un métal ou d'un électrolyte au contact. — P. 47.

Il y a variation de la f. e. m. de contact. C'est ainsi que, dans un élément Daniell, le cuivre agité produit une augmentation de 0<sup>v</sup>,0046, le zinc agité une diminution de 0<sup>v</sup>,019.

GUSTAVE LE BON. — Sur les variations de transparence du quartz pour la lumière ultra-violette et sur la dissociation de la matière. — P. 49.

L'auteur rappelle qu'il a déjà signalé<sup>(1)</sup>, il y a plusieurs années,

---

(1) *Evolution de la matière.*

l'altération du quartz avec des électrodes quelconques, ainsi que l'intensité des actions de l'ultra-violet sur les métaux (1). L'ultra-violet dissocie les atomes de tous les corps avec une grande intensité; les corps frappés par la lumière émettent des radiations comparables à celles des corps radio-actifs.

A. LEDUC. — Sur la détente des vapeurs et la variation du rapport  $\gamma$  de leurs chaleurs spécifiques avec la température et la pression. — P. 51.

Théorie thermo-dynamique conduisant aux valeurs suivantes :

Corps	Température moyenne	Pression moyenne	$\gamma$
Eau.....	145°	285 cm. de Hg	1,365
» .....	145	144 »	1,336
» .....	145	73 »	1,304
» .....	130	165 »	1,387
» .....	110	84 »	1,416
» .....	90	39 »	1,465
Benzine.....	90	100 »	1,135
Ether.....	45	100 »	1,07

$\gamma$  diminue donc par élévation de température et par abaissement de pression.

A. BLONDEL et J. REY. — Sur la perception des lumières brèves à la limite de leur portée. — P. 54.

Voir ce volume, pages 530 et 643.

H. MALOSSE. — Pouvoir rotatoire spécifique du camphre dissous dans l'acétone. — P. 57.

Le pouvoir rotatoire spécifique du camphre dans l'acétone décroît de 50,55 (pour  $q = 53,4$ ) jusqu'à un minimum de 48,7 (pour  $q = 89,7$ ) et croît ensuite jusqu'à 50,07 (pour  $q = 96,7$ ).  $q$  désigne le nombre de grammes d'acétone dans 100 grammes de solution.

(1) C. R., 1897 et 1902.



J.-H. RUSSENBERGER. — Sur l'extension des lois de la capillarité aux cas où les éléments du système capillaire sont mobiles les uns par rapport aux autres : extension conduisant à donner une nouvelle image du phénomène de gonflement des bois desséchés, de la dissolution des gommés, albumines, etc., et des vraies solutions. — P. 57.

Ces phénomènes s'expliquent en admettant que les lois de la capillarité s'appliquent aussi à des éléments mobiles et pouvant atteindre jusqu'à la petitesse des molécules. Les fausses solutions et les solutions véritables sont comparables à des systèmes poreux plus ou moins imbibés de liquide.

PORTEVIN. — Sur les aciers au chrome. — P. 65.

La présence de martensite, constituant de transition dans les aciers au chrome à basse teneur en carbone, caractérise un état hors d'équilibre qu'on fait disparaître par un refroidissement suffisamment lent, donnant à ces aciers une structure et une dureté qui se rapprochent de celles des aciers ordinaires au carbone recuits.

JULES AMAR. — Sur la loi de la dépense postérieure au travail. — P. 79.

Elle est la même que celle du rayonnement de Newton. Les moteurs animés travaillant vite et avec continuité se reposent plus rapidement que les moteurs de faible puissance.

SILVANUS-P. THOMPSON. — Nouvelle méthode d'analyse harmonique par la sommation algébrique d'ordonnées déterminées. — P. 88.

Théorie mathématique. Cette méthode s'adapte à l'analyse des marées, des variations magnétiques diurnes, du mouvement périodique des mécanismes de distribution de vapeur, etc.

A. SAGNAG. — Strioscopie et striographie interférentielles analogues à la méthode optique des stries de Foucault et de Töppler. — P. 90.

La méthode des stries de Foucault, généralisée par Töppler, montre sur un fond sombre l'image brillante de toute la région qui est le

siège d'une déviation de la lumière, comme un filet d'air chaud; l'auteur obtient le fond sombre en éteignant la lumière directe par interférence, au lieu de l'intercepter par un écran comme auparavant. Description du strioscope interférentiel dérivant de l'interféromètre à faisceaux inverses et à teinte centrale sensible (1). L'auteur a pu ainsi photographier les déformations périodiques d'un jet de gaz soumis à l'influence d'une petite hélice en rotation.

CH. FABRY et H. BUISSON. — Sur le rayonnement des lampes à vapeur de mercure. — P. 93.

Lampe	Watts consommés	Rayonnement	
		total en watts	ultraviolet en watts
Haraeus .....	95	35	0,81
A. E. G. ....	763	»	36,2
Westinghouse.....	559	375	35,6
Westinghouse immergée....	346	»	0,46

L. BENOIST. — Application de l'harmonica chimique à la chronophotographie. — P. 96.

Sur une lampe à  $C^2H^2$ , on installe un bec de verre effilé, donnant une flamme filiforme de 2 centimètres de long, qu'on entoure d'une cheminée de verre. Le son rendu a la fréquence de celui d'un tuyau ouvert de même longueur que la cheminée, et la flamme se photographie très bien.

GIROUSSE. — Sur un moyen de supprimer les troubles causés aux lignes télégraphiques par les lignes d'énergie. — P. 97.

**Théorie et schéma.** On utilise des récepteurs différentiels; l'un des enroulements est monté en série avec une capacité et une self; l'autre, aussi identique que possible au premier, est monté en série avec une résistance et travaille en opposition avec le premier. Les deux circuits doivent de plus présenter la même impédance pour les courants perturbateurs.

(1) *C. R.*, t. CL, p. 1676.

R. BOULOUCH. — La relation des sinus de Abbe est une condition de stigmatisme. Condition de l'aplanétisme vrai. — P. 98.

**Théorie mathématique.**

A. et L. LUMIÈRE et A. SEYEWETZ. — Sur le développement des images photographiques après fixage. — P. 102.

Pour une plaque  $13 \times 18$ , on emploiera :

$\left\{ \begin{array}{l} 150^{\text{cm}^3} \text{ d'une solution : eau, 1.000; SO}^3\text{Na}^2 \text{ anhydre, 180; NO}^3\text{Ag, 75;} \\ 20^{\text{cm}^3} \text{ d'une solution : eau, 1.000; SO}^3\text{Na}^2 \text{ anhydre, 20; paraphénylène-} \\ \text{diamine, 20.} \end{array} \right.$

On peut aussi employer :

$\left\{ \begin{array}{l} 150^{\text{cm}^3} \text{ d'une solution : eau, 1.000; SO}^3\text{Na}^2 \text{ anhydre, 180; HgBr}^2, 9; \\ 30^{\text{cm}^3} \text{ d'une solution : eau, 1.000; SO}^3\text{Na}^2 \text{ anhydre, 20; métol, 20.} \end{array} \right.$

Dans les deux cas, le fixage des images avant développement aura lieu dans une solution d'hyposulfite de soude à 2 0/0.

MARCEL GUICHARD. — Sur l'extraction des gaz du cuivre chauffé dans le vide. — P. 104.

L'élimination totale par la chaleur des gaz du cuivre exige, dans le vide, un grand nombre d'heures et ne doit être tentée que sur un métal à très grande surface.

H. BIERRY et J. LARGUIER DES BANCELS. — Action de la lumière émise par la lampe à mercure sur les solutions de chlorophylle. — P. 124.

On obtient de l'urobilinogène.

CH.-ED. GUILLAUME. — Modifications que subissent les aciers au nickel par l'effet de chaufes prolongées ou sous l'action du temps. — P. 156.

Tableau donnant les changements de dilatation : la dilatabilité augmente avec le temps.

Résultats et courbes pour les changements de dimensions, conduisant aux règles suivantes : nécessité d'étuvage des aciers-nickel employés pour les instruments de précision ; possibilité de calculer par extrapolation la valeur d'un étalon invar pendant plusieurs années ; nécessité de déterminer sa valeur s'il a subi des températures anormales, etc.

H. VERGNE. — Sur la théorie de la houle en profondeur finie. — P. 175.

**Théorie mathématique.**

MELCHISSÉDEC et FROSSARD. — Sur la théorie mécanique de quelques tuyaux sonores. — P. 176.

Tout se réduit à un choc initial (attaque) qui produit des oscillations périodiques entretenues par la force vive de la veine fluide absorbée par les parois du résonnateur-pavillon. De l'utilisation plus ou moins parfaite de cette force vive dépendent la durée, la beauté, l'intensité du son, d'où la nécessité de parois rigides et élastiques.

A. LEDUC. — Pression interne dans les gaz ; formules d'état et loi des attractions moléculaires. — P. 179.

Formule donnant la variation de la pression interne avec la température. Cette pression, qui est inversement proportionnelle au carré du volume spécifique, diminue nettement quand la température s'élève.

A des températures correspondantes et pour des gaz de même constitution moléculaire, l'attraction qui s'exerce entre deux molécules d'un même gaz est proportionnelle au carré de leur masse et en raison inverse de la quatrième puissance de leur distance.

M. HENRIOT et F. RAOULT. — Sur les coefficients d'aimantation de l'or. — P. 182.

Pour l'or brun, il est compris entre  $-0,120$  et  $-0,180 \cdot 10^{-6}$  et pour l'or ordinaire, il est plus grand que  $-0,234 \cdot 10^{-6}$ .

Ce coefficient ne commence à se modifier pour l'or brun qu'à 300°

et la transformation est totale à 400°; il est d'autant plus petit que l'alliage qui a servi à préparer l'or brun est plus riche en argent.

B. ROUSSY. — Existence d'une loi géométrique très simple de la surface du corps de l'homme de dimensions quelconques, démontrée par une nouvelle méthode. — P. 205.

Figures permettant la mesure du périmètre moyen et de la hauteur périphérique moyenne totale du corps. Le produit de ces deux quantités donne la surface de la peau de l'homme.

G. BOIZARD.

---

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXI; juillet 1911.

SIR O. LODGE. — La conductibilité des gaz illustrée par le fonctionnement des soupapes électriques à vide. — P. 1.

L'auteur résume ici les idées auxquelles l'ont amené les recherches sur les soupapes à vide qu'il a entreprises depuis quelque temps avec l'assistance de M. Robinson : le courant qui traverse un tube à vide serait transporté en grande partie par des particules positives qui cheminent de l'anode à la cathode en contournant les obstacles qu'elles peuvent rencontrer sur leur chemin, tandis que les électrons négatifs issus de la cathode ont une trajectoire normale à celle-ci; ils tendent à obstruer la route des atomes positifs et même peuvent les ramener en arrière. La charge négative transportée par les électrons serait relativement faible, mais ils contribueraient à l'augmentation du courant en ramenant des particules neutres au voisinage de l'anode où ces particules peuvent donner des ions positifs.

De plus, pour que les électrons s'échappent de la cathode, il faut que la tension  $2\pi\sigma^2$  atteigne sur celle-ci une valeur critique, c'est-à-dire qu'il y ait à son voisinage des centres positifs. C'est ce qui explique la lueur qu'on voit aux arêtes et à la pointe d'une cathode; cette lueur est caractéristique du gaz et due à des atomes positifs de celui-ci. Cette lueur se remarque aussi dans une cathode creuse ou en forme de spirale; c'est que les centres positifs y cheminent sans obstacle. Pour qu'un tube à vide joue le rôle de soupape, il faut

qu'une des électrodes soit une spirale métallique soudée dans une partie du tube soufflée en boule pour faciliter l'accès des centres positifs.

La deuxième électrode sera une tige émoussée placée dans une partie étranglée du tube; c'est elle qui sera l'anode. Si on essaie de la faire fonctionner comme cathode, les électrons qu'elle émettra arrêteront les particules positives; le dégagement de chaleur pourra être suffisant pour briser le tube.

M. Lodge donne comme exemple une expérience où la soupape est munie d'une canalisation latérale à robinet qui fait communiquer la boule B où se trouve l'électrode en spirale avec la région A où est soudée la deuxième électrode; l'espace A est séparé du reste du tube par un étranglement. Il faut expliquer comment les électrons négatifs ont si peu de part au transport de l'électricité; l'auteur remarque que l'énergie mécanique dépend du produit  $nmv^2$ , tandis que le courant dépend de  $nev$ . Il faut de plus distinguer la quantité de mouvement d'un électron unique et celle d'une agrégation d'électrons.

J.-E. MILLS. — Relation entre la température et l'action moléculaire. — P. 84.

L'auteur rappelle d'abord les articles sur l'attraction moléculaire publiés par M. Kleeman <sup>(1)</sup> dans le même recueil.

En comparant l'équation que ce savant a obtenue en partant de la loi de l'inverse de la cinquième puissance aux résultats expérimentaux de Sydney Young et de ses collaborateurs, il conclut que les écarts ne sont pas dus aux erreurs d'observation.

Il rappelle qu'on ne peut guère admettre que la température ait une action sur l'attraction moléculaire <sup>(2)</sup>.

M. Mills reprend la question en partant de l'équation de Dieterici <sup>(3)</sup> :

$$\lambda = CRT \log \frac{d}{D}$$

<sup>(1)</sup> Voir ce volume, p. 442, 317, 484.

<sup>(2)</sup> *Trans. Amer. Electrochem. Soc.*, XIV, p. 35 (1908). Étude de la réaction :  $H^2 + O = H^2O$ .

<sup>(3)</sup> DIETERICI, *Ann. d. Ph.* (4), XXV, p. 569 (1908).

RICHTER, *Inaugural Dissertation*, Rostock (1908).

MILLS, *Journ. Am. Chem. Soc.*, XXXI, p. 4099 (1909).

KLEEMAN, *Phil. Mag.*, XX, p. 665 (1910).

STEINHAUS, *Inaug. Dissertation*, Kiel (1910).

ou  $\lambda$  est la chaleur interne de vaporisation,  $R$  la constante des gaz,  $d$  la densité du liquide,  $D$  celle de la vapeur saturante,  $C$  une quantité qui est à peu près la même pour tous les corps.

L'équation est en désaccord avec l'expérience pour les faibles tensions de vapeur ; les résultats sont bons aux températures élevées.

L'auteur reprend ensuite le problème de l'attraction moléculaire en partant de la loi de l'inverse du carré des distances. Les molécules seraient en mouvement même au zéro absolu, la température serait définie par la plus ou moins grande excentricité de l'orbite.

La relation qu'il en déduit pour le point critique s'accorde bien avec l'expérience :

$$\frac{\mu' \sqrt[3]{d_c}}{2E_k} = C^{te},$$

où  $d_c$  est la densité critique,  $E_k$  la force vive moléculaire,  $\mu'$  la constante de l'équation :

$$\lambda = \mu' (\sqrt[3]{d} - \sqrt[3]{D}).$$

A. GRUMBACH.

M. LAREUZ. — L'émission et l'absorption d'énergie par les électrons. — P. 66.

Dans cette étude l'auteur étend la théorie de la radiation complète de Lorentz à toutes les longueurs d'ondes. Il étudie successivement : le mouvement perturbé dû à la radiation, la signification de la loi de Wien, la forme de l'orbite d'un électron, l'absorption et l'émission de la radiation. Les électrons négatifs se déplaçant dans un champ de force conservatif dû aux charges positives, absorbent de l'énergie empruntée à la radiation extérieure, et lui en restituent par leur mouvement.

Dans ce mémoire l'auteur suppose, comme Lorentz, que les électrons négatifs ne s'influent pas mutuellement, et que les charges positives sont immobiles. Il admet en plus que la radiation est simplement un champ extérieur, s'ajoutant aux autres forces. Il espère pouvoir lever ces restrictions sans changer la nature des résultats généraux établis.

C.-H. BERRY. — Sur les ponts de pianos. — P. 113.

L'auteur étudie en détail le mode des vibrations des cordes de

piano en se servant pour repérer leur mouvement du déplacement éprouvé par le pont mobile solidaire de la table d'harmonie.

C. BARUS. — Interférences obtenues avec les réseaux par réflexion. — P. 118.

L'auteur étudie les divers modes d'obtention des interférences en se servant de réseaux par réflexion. Il étudie dans chaque cas la marche des rayons, la formation des images colorées, le déplacement des franges, etc.

LORD RAYLEIGH. — L'aberration dans les milieux dispersifs. — P. 130.

On admet généralement à l'heure actuelle que la méthode de la roue dentée et celle du miroir tournant donnent non la vitesse de l'onde  $v$ , mais la vitesse du groupe d'ondes  $u$ ,  $u$  étant déterminé par

$$u = \frac{d(kv)}{dk},$$

$k$  variant comme l'inverse de la longueur d'onde. Dans un milieu dispersif,  $v$  et  $u$  sont différents.

Quant aux deux méthodes astronomiques employées, celle reposant sur l'observation des éclipses des satellites de Jupiter donne évidemment  $u$ , et celle basée sur l'aberration donne, si l'on admet la théorie ordinaire de ce phénomène, la vitesse de l'onde  $v$ .

Récemment Ehrenfest a remis en question ce résultat et discuté l'assertion communément admise que l'aberration des étoiles donne  $v$  plutôt que  $u$ .

Il a montré que les circonstances ne diffèrent pas matériellement de celles qui se rencontrent dans la méthode de la roue de Fizeau. Le raisonnement qu'il emploie est assez voisin de celui suivi par lord Rayleigh. Celui-ci fait remarquer d'ailleurs que l'explication classique de l'aberration repose plutôt sur la théorie corpusculaire que sur la théorie ondulatoire et nécessite en plus de supposer l'éther non perturbé par le mouvement de la Terre.

Dans le mémoire actuel, lord Rayleigh précise certaines parties du raisonnement et montre par le calcul comment  $u$  s'introduit simplement dans la théorie de l'aberration à la place de  $v$ .



J. JOLY. — Sur une méthode de détermination de la quantité de radium renfermée dans les roches, minerais, etc. — P. 134.

La méthode classique employée pour déterminer la quantité de radium contenu dans les roches laisse beaucoup à désirer. C'est une méthode chimique qui consiste à transformer le corps à étudier en deux solutions : l'une alcaline résultant du lavage du produit de la fusion de la roche avec des carbonates alcalins, l'autre contenant en dissolution dans un acide le résidu insoluble. Cette dernière solution est difficile à obtenir : une trace de précipité montre que le radium n'est pas entièrement dissous, et la libération totale de l'émanation par ébullition est ensuite impossible.

L'auteur a trouvé que l'on pouvait recueillir la totalité de l'émanation primitivement contenue dans une roche pendant sa fusion et sa décomposition par les carbonates alcalins. Il a alors combiné un dispositif de chauffage par une résistance de platine qui permet très facilement et très rapidement de faire l'opération. Les résultats obtenus sont grandement plus forts que ceux que donne la méthode par solution, les différences atteignant 40 0/0.

C. SWANN. — Le champ magnétique produit par un condensateur chargé en mouvement dans l'espace. — P. 150.

Un système de corps chargés se déplaçant avec une vitesse  $v$  dans un éther immobile donne lieu en un point quelconque à un champ magnétique d'intensité  $4\pi vP$ ,  $P$  étant la polarisation électrique au point considéré, comptée dans une direction perpendiculaire à la vitesse  $v$ . Röntgen a cherché à déceler ce champ à l'aide d'une aiguille aimantée. Il n'a rien observé, car, ainsi que Larmor l'a montré ensuite, les charges induites développées sur l'aiguille annulent exactement le champ magnétique produit en chaque point intérieur à l'aimant par les corps en mouvement. Il semble à première vue que si l'on ne peut déceler le champ magnétique par une aiguille aimantée, on puisse espérer arriver à de meilleurs résultats en se servant d'une bobine d'induction tournant autour d'un axe perpendiculaire aux deux plateaux d'un condensateur plan.

L'auteur montre d'abord que, si l'espace compris entre les deux

plateaux est homogène, c'est-à-dire de pouvoir inducteur spécifique constant, le flux à travers la bobine est constamment nul.

Si au contraire une partie de l'espace entre les plateaux est remplie par exemple de paraffine, et l'autre par l'air ou le vide, on doit observer un flux magnétique à travers la bobine, pourvu que le pouvoir inducteur spécifique soit une quantité continue dans le milieu auquel il se rapporte.

L'auteur établit ensuite que la théorie des électrons satisfait aux conditions d'un diélectrique de cette sorte, tout au moins en ce qui concerne le champ extérieur, mais la condition de continuité à l'intérieur du diélectrique n'est pas satisfaite, et il s'ensuit que le flux à travers la bobine sera nul dans toutes les positions. De sorte que l'absence d'effets constatés expérimentalement fournit une preuve de la nature discontinue de la capacité inductive spécifique et montre que l'action diélectrique doit être expliquée par la présence d'éléments de même nature que les doublets électriques, et ne peut être attribuée à une force mystérieuse de torsion des tubes de force que les diélectriques seront supposés posséder.

H. VIGNERON.

R.-F. GROYTHÉ. — Sur les tensions dans une cellule sphérique pesante.  
P. 491-493.

L'auteur montre que si l'on introduit dans le calcul des tensions les termes relatifs à la pesanteur, il ne faut pas considérer ces tensions comme purement élastiques, et il indique l'importance de cette remarque dans la théorie de la résistance des matériaux.

W.-C.-M. LEWIS. — Note sur la pression interne d'un liquide. — P. 493-497.

La pression interne d'un liquide calculée d'après la formule de Van der Waals est beaucoup plus faible que la valeur que l'on obtient en partant, comme Dupré, des chaleurs de vaporisation. L'auteur montre que le désaccord disparaît si l'on admet que  $K = \frac{v^2}{a}$  est une fonction de la température de la forme :

$$K = a + bT \log T + cT.$$

BIRKELEY ET BURTON. — Thermostat pour maintenir constante la température d'une chambre. — P. 211-214.

Les auteurs décrivent un dispositif électrique, constitué par un système de solénoïdes, un fléau de balance et un bras flexible en alliage invar-laiton, permettant de maintenir constante à un demi-degré près la température d'une chambre où était installé un interféromètre.

FRANCK HORTON. — Sur l'origine des spectres. — P. 214-219.

En se basant sur les variations que présentent les spectres du mercure qu'il a observés dans l'eau, dans l'étincelle et dans les tubes, l'auteur est amené à se rallier à l'opinion de Wien relative à l'origine des spectres.

Les spectres de lignes seraient produits par les vibrations des atomes neutres déterminées au moment de la recombinaison des électrons négatifs avec des restes positifs. Sous l'influence de l'électricité, les gaz sont ionisés et leurs atomes peuvent se trouver dans des états très différents. A ces états différents correspondent des spectres de lignes différents.

Les spectres de bandes seraient dus aux vibrations des molécules.

F. CROZE.

E.-C. SNOW. — Note sur un mémoire de Rutherford et Geiger sur la probabilité des variations dans la distribution des particules  $\alpha$ . — P. 198-200.

Rutherford et Geiger ont donné, dans le *Philosophical Magazine* d'octobre, l'accord existant entre l'expérience et la théorie de Bateman pour que la probabilité de visibilité de particules  $\alpha$ , émises pendant un certain temps, soit satisfaite. L'auteur reprend la question au point de vue mathématique, en se servant des calculs de Pearson et des tables de Khund.

En prenant un intervalle d'un quart de minute, l'accord est satisfaisant, il l'est moins pour un intervalle d'une minute.

H. GEIGER. — Transformation de l'émanation de l'actinium. — P. 201—204.

Si l'on étudie le parcours des particules  $\alpha$  émises par l'émanation de l'actinium, à l'aide de la méthode des scintillations, on trouve qu'il y a trois produits de parcours : 5,4, 5,7 et 6,5 centimètres; le premier correspond au dépôt actif, les deux autres aux particules  $\alpha$  mises en liberté par l'émanation.

L'émanation de l'actinium consiste donc en deux corps : le premier émet des particules  $\alpha$  ayant un parcours 5<sup>cm</sup>,7 et a une période de 4 secondes, le second des particules ayant un parcours de 6<sup>cm</sup>,5 et a une période de 1/500 de seconde.

J. TOWNSEND. — Charges des ions gazeux. — P. 204-211.

Réponse à un travail de Millikan. L'auteur discute la question des ions  $+$  à charge double. Si l'ionisation est produite par les rayons secondaires prenant naissance par l'action des rayons de Röntgen sur une surface polie, on trouve 1,26 et 1,24  $10^{10}$  respectivement pour les ions  $+$  et  $-$ ; mais, si la surface est recouverte d'une couche de vaseline, on obtient pour les deux mêmes sortes d'ions respectivement 2,06 et 1,22  $10^{10}$ . Avec H et CO<sup>2</sup>, on a des valeurs différentes pour les ions  $+$  de la même façon, et pour les ions  $-$  les mêmes valeurs que dans l'air. Les ions  $+$  à simple charge sont formés quand les rayons sont des particules projetées (rayons de Röntgen secondaires non pénétrants), et les ions à charge double par l'action directe des rayons secondaires les plus pénétrants, ressemblant aux rayons X, toutefois le processus de l'ionisation par les rayons de Röntgen est inconnu. D'ailleurs l'hypothèse de Millikan, que la plus grande partie de l'ionisation d'un gaz par les rayons de Röntgen est due à l'action des rayons primaires, est contredite par les travaux tout récents de Beattie et ceux de C.-T.-R. Wilson. Comme Franck et Westphal l'ont montré, les ions  $+$  à charge double ont un coefficient de diffusion moitié des autres, ils ont un cortège probablement plus considérable, par suite une vitesse d'agitation plus petite, et en conséquence ils auraient moins de chance de rencontrer un objet dans le gaz qu'un ion à charge simple. Dans ces conditions, quelles sont les chances pour que les ions à charge double viennent

se fixer sur la goutte observée par Millikan, dans ses expériences; c'est ce qu'il est bien difficile de dire. Quant à l'objection de Millekan, que dans les expériences où Townsend observe des charges doubles, c'est qu'il y a des centres de grosseur considérable, ce dernier répond que, si c'était le cas, les mesures de mobilité par la méthode de Zeleny en seraient atteintes, en ce que par cette méthode ce serait la mobilité de l'ion le plus gros que l'on déterminerait.

A. S. EVE. — Absorption par l'air des rayons  $\beta$  du radium C. — P. 8-17.

Les mesures ont été effectuées en approchant une ampoule de radium d'un électroscope dont les parois étaient formées de papier noirci à la mine de plomb. La loi d'absorption est approximativement exponentielle. Si l'on appelle  $I$  l'ionisation due aux rayons  $\beta$ ,  $s$  la distance,  $\mu$  le coefficient d'absorption des mêmes rayons,  $I s^2$  varie à peu près comme  $e^{-\mu s}$ .

Dans la première série d'expériences, le radium était déplacé de 60 à 160 centimètres de l'électroscope, dans la seconde, de 2 à 3 centimètres;  $\mu$ , dans ces conditions, a été trouvé égal à 0,0033 pour le premier cas et à 0,0043 pour le second.

Le coefficient d'absorption des rayons  $\gamma$  pour l'air est entre 0,000021 et 0,000031, si ce gaz absorbe les rayons  $\gamma$  comme les rayons  $\beta$ .

Le parcours effectif moyen des rayons  $\beta$  à partir de leur source est d'environ 2<sup>m</sup>,5; dans les mêmes conditions, celui des rayons  $\gamma$  est de 250 mètres.

Des expériences ont été faites pour déterminer la valeur de  $\mu$  avec le dépôt actif du radium sur une feuille d'aluminium,  $\mu$  a été trouvé entre 0,012 et 0,013; il semble que le radium C émette une proportion considérable de rayons  $\beta$  lents comparables à ceux du radium B. Dans le cas du dépôt actif du thorium B et D,  $\mu$  oscille entre 0,024 et 0,023.

ED. SALLES.

## ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XXXV, n<sup>os</sup> 7, 8 et 9 ; 1911.

O. LEHMANN. — Sur la structure moléculaire et sur l'optique des gros cristaux liquides. — P. 193-219.

Les expériences ont porté surtout sur l'éther éthylique de l'acide parazybenzoïque. L'auteur étudie les transformations de la forme d'un double cône, par des observations en lumière naturelle et en lumière polarisée ; il indique aussi quelques expériences sur la flexion et le clivage de tels cristaux..

Il rappelle quelques-uns des résultats indiqués dans la *Physikalische Zeitschrift* (1) sur le parazyanisol et le parazyphénétol additionné de traces de corps étrangers (azobenzène, iodure de méthylène, colophane, huile...).

H. DU BOIS et H. RUBENS. — Polarisation par les réseaux de fils des rayons calorifiques de grandes longueurs d'onde non encore diffractés. — P. 243-276.

Les auteurs de ce mémoire rappellent d'abord brièvement la bibliographie de la polarisation de la lumière par diffraction, depuis les premières observations de Fizeau (1861) jusqu'aux recherches plus récentes de König, d'Ambronn, de H. du Bois et H. Rubens (1893).

Ce sont ces dernières expériences que les auteurs ont reprises. Le montage expérimental est théoriquement très simple : un manchon Auer envoie des radiations calorifiques que l'on filtre par réflexions multiples sur des corps transparents (fluorine, sel gemme, etc. et les rayons restants se trouvent dans un domaine compris entre

$$\lambda = 24\mu \quad \text{et} \quad \lambda = 108\mu.$$

Les réseaux employés étaient constitués par des fils de platine, de cuivre, d'or, d'argent, etc.

D'une manière générale, les résultats de du Bois et Rubens confirment les principes de la théorie électro-magnétique du rayonnement. La concordance devient d'autant meilleure que la longueur d'onde est plus grande.

---

(1) Voir ce volume, p. 702.

Pour des longueurs d'onde moyennes, de l'ordre de

$$\lambda = 52\mu,$$

des influences secondaires peuvent intervenir, comme l'épaisseur du fil et son rayon de courbure, et aussi sa nature chimique, ce que les théories les plus complètes de la diffraction (Poincaré, Sommerfeld, Schwarzschild, Rayleigh, Voigt) n'arrivent pas encore à expliquer.

Lorsqu'on fait tomber sur un réseau donné des radiations de plus en plus longues, il arrive un moment où la première image de diffraction elle-même devient imaginaire, et il ne se produit plus de diffraction au sens ordinaire du mot.

Dans ce cas, le réseau fonctionne à peu près exclusivement comme un polariseur; la théorie permet de se rendre compte de ce phénomène d'une manière assez vague. Car le problème de la propagation de trains d'onde dans un espace parsemé d'obstacles de l'ordre de grandeur des longueurs d'onde, n'a pas été résolu dans sa généralité, même dans le cas simple d'ondes transversales polarisées; ce problème doit certainement présenter des difficultés assez considérables.

A. SOMMERFELD et J. RUNGE. — Application du calcul vectoriel aux principes fondamentaux de l'optique géométrique. — P: 277-298.

Le présent mémoire a pour but de mettre les lois fondamentales de l'optique géométrique sous une forme particulièrement générale et compacte. La méthode consiste à porter, en chaque point de l'espace, dans la direction du rayon lumineux, un vecteur unité  $\mathcal{R}$  (vecteur rayon), de sorte que les procédés si commodes du calcul vectoriel deviennent applicables.

Il suffit de poser que les rayons lumineux dans un milieu homogène sont rectilignes et sont normaux à une surface, que l'on nomme la surface des normales (ou surface d'onde).

La propagation rectiligne de la lumière revient à écrire que le produit *scalaire* du vecteur rayon par son rotationnel  $\text{rot } \mathcal{R}$  est nul :

$$(1) \quad \mathcal{R} \cdot \text{rot } \mathcal{R} = 0.$$

L'existence de la surface des normales peut se mettre sous la forme :

$$(2) \quad \mathcal{R} \times \text{rot } \mathcal{R} = 0,$$

autrement dit le produit *vectorel* du vecteur  $\mathfrak{R}$  par son rotationnel doit être lui aussi nul.

En d'autres termes, la relation (1) montre que les deux vecteurs  $\mathfrak{R}$  et  $\text{rot } \mathfrak{R}$  doivent être parallèles, tandis que la relation (2) les oblige à être perpendiculaires. Ces deux conditions ne peuvent être remplies que si l'un des vecteurs  $\mathfrak{R}$  ou  $\text{rot } \mathfrak{R}$  est nul et comme on a :

$$\mathfrak{R} \neq 0.$$

il s'ensuit nécessairement que

$$(3) \quad \text{rot } \mathfrak{R} = 0.$$

Cette relation (3) exprime toute l'optique géométrique des milieux homogènes ; on peut d'ailleurs la généraliser pour les milieux non homogènes constitués par différents corps d'indice  $n$ . Les auteurs montrent qu'il faut alors poser :

$$(4) \quad \text{rot } n\mathfrak{R} = 0,$$

relation qui contient l'égalité (3) comme cas particulier.

Cette égalité fondamentale permet de retrouver immédiatement la loi de réfraction, qui contient comme cas particulier la loi de réflexion.

En outre, on peut démontrer facilement les théorèmes de Malus et de Fermat, ayant trait respectivement aux systèmes de rayons orthotomes et au chemin optique.

Sommerfeld et Runge montrent ensuite comment la considération de l'eikonal permet de préciser les limites de l'optique géométrique : une discussion simple permet de passer au cas de la diffraction.

Enfin les auteurs terminent par deux exemples d'application particulière de leur méthode : ils étudient d'une part la formation de l'image d'un point voisin de l'axe d'un système centré et arrivent facilement à la *condition des sinus*, qui résout le problème des objectifs de microscope ; d'autre part, ils cherchent ce que devient un rayon lumineux tombant sous une forte incidence sur un dioptré sphérique ; ils retrouvent les formules des focales sagittale et transverse, dont la connaissance est indispensable pour remédier à l'*astigmatisme* et à la *courbure*, que produisent les oculaires et les systèmes de projection.

Et il vient à l'esprit que l'application du calcul vectoriel pourra nous réserver des surprises, même en optique géométrique.....



G.-J. ELIAS. — Dispersion rotatoire magnétique anormale et absorption sélective. — P. 299-346.

Afin de décider entre les deux théories de la dispersion rotatoire magnétique, fondées l'une sur l'effet de Hall, l'autre sur l'hypothèse des courants moléculaires, Elias a entrepris des mesures sur les corps des terres rares, qui ont une absorption sélective. Il a ainsi étudié par la méthode du polarimètre à pénombre la dispersion magnétique du praséodyme, du néodyme, du samarium, de l'erbium. Les résultats de ses mesures sont représentés par des courbes.

F. CROZE.

PAUL SELENYI. — Sur la diffusion de la lumière dans l'espace d'interférence de Wiener et sur de nouveaux phénomènes d'interférences réciproques de ces derniers. — P. 444-460.

L'auteur propose de désigner sous le nom de phénomènes d'interférences de Wiener tous les phénomènes qui se produisent au voisinage de la surface d'un miroir, par interférence entre les lumières incidente et réfléchie. Ils forment tout un groupe continu qui donne lieu à des aspects différents suivant l'angle d'incidence et qui comprend naturellement, comme cas particulier, les ondes stationnaires et les interférences de la lumière rectiligne tombant sous une incidence de  $45^\circ$ .

Selényi se sert comme miroir de l'hypoténuse d'un prisme à réflexion totale et étudie la lumière diffusée par des particules dont les dimensions sont de l'ordre de  $0,3$ . Il distingue trois sortes de phénomènes, suivant les variations de la longueur d'onde  $\lambda$ , de l'incidence  $i$  et de la distance  $z$  au miroir, et montre que la diffusion peut parfaitement servir à déterminer l'état lumineux (amplitude, phase et forme de la courbe) plus complètement que les actions chimiques et les effets de fluorescence. On obtient naturellement dans ce cas le champ électrique ou vecteur de Fresnel, comme Wiener l'avait déjà indiqué.

Ce que l'auteur désigne sous le nom de *phénomène réciproque* est l'interférence de deux rayons qui partent d'un seul et même point de la source — comme précédemment — mais qui font entre eux au départ un angle très grand, qui peut être de  $100^\circ$ . Il indique com-

ment on le produit et en distingue trois espèces, suivant que l'épaisseur, l'inclinaison ou la couleur sont constantes.

J. STARK. — Sur la loi du noircissement dans le cas de l'éclairement normal et sur la spectrophotométrie photographique. — P. 461-485.

On appelle noircissement  $S$  d'une couche photographique développée le rapport :

$$S = \frac{J_1}{J_2}$$

de l'intensité de la lumière  $J_1$  tombant sur la couche à l'intensité  $J_2$  de la lumière transmise par elle et mesurée au photomètre. Si l'on désigne par  $i$  l'intensité qui tombe en un point de la couche du gélatinobromure d'argent (intensité mesurée en unités arbitraires) et par  $t$  le temps de l'éclairement supposé constant, Hurter et Driffield ont montré que l'on peut écrire, *entre certaines limites* :

$$S = \log(k_1 t^n)$$

et

$$S = \log(k_2 i^m),$$

ce qui conduit à poser :

$$S = \log(k i^m t^n),$$

où  $k$ ,  $m$  et  $n$  sont des constantes, lorsque  $i$  et  $t$  varient peu.

L'auteur a étudié expérimentalement les valeurs de ces constantes, lorsqu'on fait varier ces conditions extérieures ; il discute les résultats obtenus par Schwarzschild et par Peter-Paul Koch et montre entre quelles limites il faut se placer pour réaliser la meilleure sensibilité photométrique.

J. STARK. — Nombre de centres d'émission de lumière et rapport des intensités des différents ordres d'interférence. — P. 486-499.

Troisième communication sur le même sujet. Nouvelles observations en utilisant les résultats obtenus dans le mémoire précédent.

ERNST MULLER. — Couleur des particules d'argent dans les solutions d'argent colloïdal, calculée à partir de la théorie de Mie. — P. 500-510.

Tableaux calculés d'après les expériences de H. Siedentopf, de

G. Mie <sup>(1)</sup> qui s'est occupé de l'or colloïdal de E. Hagen et H. Rubens.

G. vox UBISCH. — Fréquence et amortissement de la vapeur de sodium lumineuse et non lumineuse. — P. 790-816.

Jusqu'à présent, il n'a pas été fait d'expériences sur l'amortissement des vibrations qui accompagnent l'émission et l'absorption de lumière. Nous ne possédons sur la question que des considérations théoriques. C'est ainsi que Drude, dans son *Précis d'Optique*, conclut de la théorie des ions que le décrement logarithmique de ces oscillations doit être compris entre  $0,6 \times 10^{-6}$  et  $0,6 \times 10^{-3}$  pour la lumière du sodium. Tout récemment, Mandelstam <sup>(2)</sup> a indiqué une méthode très simple pour déterminer expérimentalement l'amortissement. La méthode de Mandelstam est liée étroitement à la méthode de résonance de Bjerknes, qui désaccorde d'une façon mesurable un résonateur et un oscillateur *électriques*; Mandelstam transpose cette méthode, en admettant, d'après la théorie électronique, que l'émission et l'absorption de la lumière sont liées à des vibrations d'oscillateurs et de résonateurs moléculaires.

Pour désaccorder la source de lumière et le corps absorbant, König <sup>(3)</sup> a proposé d'employer deux flammes identiques dont la première peut être placée dans un champ magnétique intense. En l'absence de champ, les deux flammes émettent les mêmes longueurs d'onde, et la deuxième flamme absorbe la lumière de la première. Mais, lorsque le champ magnétique est établi les fréquences des deux flammes ne sont plus identiques; les rayons sont moins absorbés, et l'absorption est d'autant plus faible que le déplacement dans l'échelle des fréquences est plus considérable.

L'auteur du présent travail a appliqué cette ancienne méthode de König au cas de la flamme de sodium. Il développe d'abord des considérations théoriques, en s'appuyant sur trois points principaux :

1° Une onde électromagnétique produite par un oscillateur transporte de l'énergie, et l'absorption qu'occasionne un résonateur est

---

(1) *Ann. de Phys.*, t. XXV, p. 377; 1908.

(2) *Physik. Zeitschr.*, XI (1910), 752.

(3) *W. A.*, LXII (1897), 268. — La question est résumée dans le livre de Drude, dont la fin de l'édition française est sous presse.

mesurée par la diminution de l'énergie après son passage à travers le résonateur ;

2° Avec Bjerknes, on peut admettre que l'absorption due au déplacement dans l'échelle des fréquences ne dépend que de la somme des facteurs d'amortissement de l'oscillateur et du résonateur ;

3° Enfin, pour simplifier le calcul, on peut supposer qu'il se propage une onde *non amortie* et que le résonateur dans le milieu absorbant possède un facteur d'amortissement égal à la somme de son facteur réel et de celui de l'oscillateur.

Ce sont les seules hypothèses dont v. Ubisch a besoin pour interpréter ses résultats expérimentaux.

Dans une première série d'expériences, il étudie l'absorption par une flamme de sodium.

Une première flamme est disposée entre les pôles d'un électro-aimant et envoie de la lumière qu'on observe *transversalement* aux lignes de forces. Cette lumière traverse deux glaces plan-parallèles, la flamme absorbante et un polariscope de Savart.

Ensuite, il remplace la flamme absorbante par un tube rempli de vapeur de sodium non lumineuse. Enfin il termine par quelques observations en utilisant l'effet Zeeman *longitudinal*.

Il résulte de ces différentes expériences :

1° Que le décrément logarithmique moyen des oscillations propres des ions dans la vapeur de sodium lumineuse est de l'ordre de grandeur de  $10^{-5}$ , comme d'ailleurs Drude l'avait prévu à partir de considérations théoriques ;

2° On obtient le même résultat, avec de la vapeur non lumineuse, à basse température et sous une faible épaisseur ;

3° Au contraire, aux hautes températures ou pour de grandes épaisseurs, la vapeur de sodium non lumineuse présente respectivement soit un déplacement unilatéral des lignes d'absorption soit une décomposition et un déplacement symétrique de ces lignes ;

4° Ce déplacement a lieu vers les courtes longueurs d'onde.

MARCEL BOLL.

JAN KROŦ. — Sur la loi fondamentale de la Mécanique statistique.  
T. XXXIV, p. 907-933.

Dans le douzième chapitre de sa *Mécanique statistique*, Gibbs

énonce, sans le démontrer, le théorème suivant, qui joue un rôle fondamental dans sa théorie mécanique des phénomènes thermodynamiques irréversibles :

« Un ensemble statistique de systèmes mécaniques tend en général vers un état d'équilibre statistique. »

Cette propriété ayant été niée par Silberstain, l'auteur de l'article reprend la question et établit la proposition de Gibbs pour un ensemble statistique, *satisfaisant à certaines conditions*. Elle se vérifierait, par exemple, pour un système à un degré de liberté exécutant des oscillations pendulaires d'amplitude finie, mais non pour un système effectuant des oscillations infiniment petites.

C. DIETERICI. — Sur la théorie de l'équation d'état. — T. XXXV, p. 220-242.

A la surface de séparation de deux phases fluides, il s'établit, d'après Clausius, un équilibre dynamique satisfaisant aux conditions suivantes :

Les molécules liquides qui viennent frapper la surface de séparation ne peuvent la traverser qu'autant que leur force vive de translation, estimée perpendiculairement à cette surface, est suffisante pour vaincre la pression de cohésion. Dans l'état d'équilibre, le nombre de molécules traversant la surface de séparation est le même dans chaque sens ; de plus, la quantité de mouvement et l'énergie de translation traversant la surface ont aussi la même valeur dans les deux sens, d'où résultent pour les deux phases l'égalité des pressions et celle des températures. Adoptant ce point de vue et, moyennant certaines hypothèses auxiliaires, l'auteur est conduit à mettre l'équation d'état sous la forme :

$$(1) \quad pv = R\theta e^{-\frac{U_0 - U}{cR\theta}},$$

R désignant la constante des gaz parfaits,  $c$  un coefficient de proportionnalité qu'on peut, en première approximation, supposer le même pour tous les fluides,  $U$  l'énergie interne du fluide,  $U_0$  son énergie interne à la même température, mais sous un volume infini, c'est-à-dire dans l'état de gaz parfait. En dérivant par rapport à  $v$  l'équation (1) et observant que  $\frac{\partial U_0}{\partial v} = 0$ , on obtient l'équation équivalente :

$$(2) \quad \frac{\partial U}{\partial v} = \theta \frac{\partial p}{\partial \theta} - p = cR\theta \left( \frac{1}{p} \frac{dp}{\partial v} + \frac{1}{v} \right).$$

Les vérifications indiquées par l'auteur sont les suivantes :

1° Si l'on désigne par  $U_1$  et  $U_2$  l'énergie interne du fluide pour les états de saturation extrême  $v = u_1$ ,  $v = u_2$ , l'équation (1) s'écrit :

$$(3) \quad U_0 - U_1 = cR\theta \log \frac{R\theta}{pu_1},$$

$$(4) \quad U_0 - U_2 = cR\theta \log \frac{R\theta}{pu_2},$$

d'où par différence :

$$(5) \quad U_2 - U_1 = cR\theta \log \frac{u_2}{u_1}.$$

Or, le premier membre de l'équation (5) représente la *chaleur interne de vaporisation*  $\rho$  calculable par la formule :

$$(6) \quad \rho = \left( \theta \frac{dp}{d\theta} - p \right) (u_2 - u_1).$$

On doit donc avoir :

$$(7) \quad \left( \theta \frac{dp}{d\theta} - p \right) (u' - u) = cR\theta \log \frac{u_2}{u_1}.$$

Cette relation est vérifiée par 28 substances étudiées par S. Young et considérées par lui comme normales.

2° La relation (4) est vérifiée par l'isopentane également étudié par S. Young.

3° Si, dans l'équation (2), on fait  $v$  égal au volume critique  $v_x$ , on obtient la relation :

$$\left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_x = \frac{cR\theta_x}{v_x},$$

à laquelle on est d'autre part conduit lorsqu'on admet (conformément aux résultats expérimentaux) qu'au point critique :

$$\left( \frac{\partial p}{\partial \theta} \right)_x = \frac{2R}{v_x}.$$

4° Enfin, si l'on écrit l'équation (2) de la manière suivante :

$$(8) \quad \frac{\partial p}{\partial \theta} - \frac{p}{\theta} - \frac{cR}{v} = \frac{cR}{p} \frac{\partial p}{\partial v},$$

on obtient une relation vérifiée par l'isopentane dans l'état de va-

peur saturée ( $v = u_2$ ), mais non pas dans l'état de liquide saturé  $v = u_1$ ).

On pourrait se proposer d'améliorer l'équation d'état en modifiant certaines des hypothèses qui ont conduit à l'équation (1). L'auteur n'a pas réussi dans cette voie. Il attribue cet insuccès à l'insuffisance de la théorie cinétique des gaz, limitée jusqu'ici aux phénomènes purement statiques.

L. DÉCOMBE.

R. THIBAUT. — Chaleur spécifique de quelques gaz et vapeurs.  
(Diss. de Berlin.) — P. 347-367.

1. *Rapport des chaleurs spécifiques.* — On applique une modification de la méthode de Kundt (<sup>1</sup>), permettant de comparer directement la valeur du rapport  $\gamma$  dans le gaz à sa valeur dans l'air. La tige de verre qui sert à mettre en vibration la colonne d'air est remplacée par un tube scellé à ses deux extrémités, ce qui permet d'opérer sur un gaz pur et à la pression que l'on veut, par exemple à une pression assez faible pour que le gaz ait des propriétés voisines de celles du gaz parfait. On donne au son produit par les vibrations de ce tube une demi-longueur d'onde qui soit une fraction exacte de la longueur du tube, au moyen de petites plaques pesantes que l'on scelle à son extrémité libre; il est fixé solidement en son milieu, et pénètre à frottement doux dans le tube contenant l'air, qui repose sur des bouchons. De la valeur de  $\gamma$  on tire  $C_p$  par la formule connue

$$C_p - C_v = R.$$

2. *Chaleur spécifique à pression constante.* — On compare les chaleurs spécifiques à celle de la vapeur d'eau par une méthode analogue à celle de Delaroche et Bérard (<sup>2</sup>); un four électrique renferme un réchauffeur (cylindre d'argent rempli de copeaux d'argent, dont une partie dépasse les enveloppes du four), puis le calorimètre, bloc d'argent percé de canaux remplis de copeaux d'argent, et qu'un tube de mallehort revêtu intérieurement de porcelaine relie au réchauffeur; le gaz, ou la vapeur, traverse à une vitesse constante le réchauffeur dont la température est  $T_1$ , puis les canaux du calorimètre (dont

(<sup>1</sup>) D'après NERNST, *Zeitschr. für Electrochem.*, t. XVI, p. 96; 1910.

(<sup>2</sup>) BEHN et GEIGER, *Verhandl. d. Deutsch. Gesellsch.*, IX, p. 637; 1907.

la température  $T_2$  est un peu plus élevée puisqu'il est *entièrement* dans le four), et s'échappe au dehors.  $T_2$  est un peu inférieure à la température  $T$  du four, puisque le calorimètre est *refroidi* par le courant gazeux qui le traverse. Ces températures sont mesurées par des couples thermoélectriques.  $G$  désignant une constante et  $C_p$  la chaleur spécifique moléculaire du gaz, on a évidemment, quand les températures sont stationnaires :

$$C_p(T_2 - T_1) = G(T - T_2).$$

$T_1$  et  $T_2$  sont choisies assez voisines pour que  $C_p$  puisse être considéré comme se rapportant à la température moyenne  $\frac{T_1 + T_2}{2}$ .

*Résultats.*

1°	CO <sup>2</sup> à 15°; 1 atm.	$\gamma = 1,300$	$C_p = 8,603$
	"    20°; $\frac{1}{3}$	1,279	9,100
	SO <sup>2</sup> à 20°; 1	1,258	9,679
	"    21°; $\frac{1}{3}$	1,273	9,256
	H <sup>2</sup> S à 20°; 1	1,337	7,875
	"    20°; $\frac{1}{3}$	1,332	8,149
	CS <sup>2</sup> 17°,5; 202 <sup>mm</sup>	1,199	11,96
	(C <sup>2</sup> H <sup>5</sup> ) <sup>2</sup> O 16°; 214 <sup>mm</sup>	1,062	34,00

La méthode n'est pas à recommander pour les gaz dont les molécules contiennent un grand nombre d'atomes, parce que l'erreur sur  $C_p$  due à une erreur de 10/0 sur  $\gamma$ , qui est à peu près de 1 0/0 pour  $\gamma = 1,666$ , atteint environ 14 0/0 pour  $\gamma = 1,06$ .

2°	(C <sup>2</sup> H <sup>5</sup> ) <sup>2</sup> O à 350°	$C_p = 44,5$
	C <sup>6</sup> H <sup>6</sup> 350°	38,9
	C <sup>2</sup> H <sup>5</sup> OH 350°	28,2
	CH <sup>3</sup> OH 340°	21,43
	CHCl <sup>3</sup> 345°	18,18

Ces valeurs se placent bien sur les courbes qui représentent les variations de la chaleur spécifique avec la température, observées par différents physiciens pour ces mêmes gaz.



E. WAETZMANN. — Extension possible de la théorie des sons de combinaison d'Helmholtz. — P. 378-380.

L'auteur n'accepte pas entièrement les théories de Cl. Schaefer ; la production parfaitement constatée de sons de combinaisons objectifs dans la membrane d'un téléphone haut parleur placé sous la cloche de la machine pneumatique à une pression de quelques centimètres de mercure, et actionné par deux sons primaires (deux tuyaux de plusieurs milliers de vibrations renforcés par des microphones montés en dérivation et placés dans une chambre voisine), lui paraît plus favorable à l'hypothèse d'une *loi de force du second degré* qu'à celle d'un terme d'amortissement de la forme  $+ kx^2$  (1).

Les sons de combinaison peuvent se produire dans le liquide du limaçon par un mécanisme différent de celui qu'a indiqué Cl. Schœfer, et qui suppose négligeable le mouvement latéral du liquide ; or ce mouvement paraît avoir, d'après les travaux de O. Fischer, une importance prédominante.

Le progrès réalisé par Cl. Schœfer paraît dû principalement à l'attribution du double signe aux termes du 2<sup>e</sup> degré de l'équation fondamentale.

O.-P. WATTS et C.-E. MENDENHALL. — Sur la fusion du charbon.  
P. 783-789 (*Univ. Wisconsin, Madison*).

La Rosa (2) a observé que des baguettes de charbon graduellement et fortement chauffées par un courant électrique prennent une courbure prononcée ; chauffées très brusquement, elles se rompent, et la surface prend une structure granuleuse ; il attribue ces phénomènes à un commencement de fusion.

Les auteurs ont repris ces expériences avec des courants beaucoup plus intenses (courant longtemps maintenu à 400 ampères, ou augmentation brusque de 300 à 600 amp.) et mesuré au pyromètre Holborn-Kurlbaum la température du charbon ; ils ont observé des phénomènes analogues à ceux de La Rosa, mais pas de traces certaines de fusion ; ils attribuent la courbure à une plasticité graduel-

---

(1) *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VII, p. 796 ; 1908 ; t. VIII, p. 440 ; 1909 ; — ce vol., p. 414.

(2) Voir ce vol., p. 156.

lement croissante du charbon à haute température, et les effets superficiels à des phénomènes de condensation de vapeur. Ils ont en effet observé que : la courbure se produit à une température d'autant plus basse que le charbon est moins pur ; le phénomène est influencé par la durée de la chauffe.

La structure granuleuse, qui fait penser à une fusion, ne se rencontre qu'à la surface, où la température est la plus basse ; cette structure est plus marquée avec les baguettes épaisses, où la différence de température est plus grande entre l'intérieur et l'extérieur.

La température superficielle a atteint 3100° avec un charbon chauffé sous pression de quelques millimètres, 3500° dans l'air sous la pression atmosphérique ; on a trouvé pour un arc de 250 ampères 3800°. Il semble donc que ce soit la sublimation qui maintienne constante la température superficielle du charbon ; que la différence entre la température observée et celle de l'arc corresponde à la différence entre la température superficielle et la température interne, et que la rupture se produise lorsque l'intérieur arrive à la température de l'arc.

P. LUGOL.

G.-C. SCHMIDT. — Sur la conductibilité électrique des vapeurs salines.  
P. 401-443.

Il s'agit de recherches faites sur différentes vapeurs, à des températures ne dépassant guère 400°, donc relativement basses. L'auteur a trouvé que les vapeurs des substances organiques — à l'exception du sulfate de quinine — ne sont pas conductrices ; il en est de même des vapeurs de Hg et de ses sels halogénés, de As, de  $\text{SnCl}_2$  : par contre celles des dérivés halogénés de Cd, Zn, Al, Fe,  $\text{NH}_4$  sont conductrices, très fortement même pour les trois premiers métaux.

La mesure du courant d'ionisation a été faite suivant la méthode classique. Le condensateur, placé dans un tube de quartz ou de verre peu fusible, est formé d'un cylindre de platine relié à une f. é. m. et d'un fil de platine situé suivant l'axe de ce cylindre. Ce fil est isolé, sauf au voisinage de l'extrémité, de sorte que la longueur de la sonde reste constante, quelles que soient les conditions de l'expérience ; la sonde peut être reliée à un électromètre de Dolezalek. Dans les mesures de Schmidt, le tube a été chauffé ordinairement

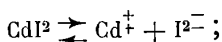
par un four électrique, et la pression du gaz mesurée à l'aide d'une jauge de Mac-Leod.

Des expériences préliminaires ont montré que le tube, bien nettoyé et vide de la substance à étudier, ne présente une conductibilité appréciable qu'au-dessus de 450° : l'air commence alors à devenir conducteur. La température des expériences définitives ne dépassant pas 400°, la conductibilité de l'air n'intervient donc pas.

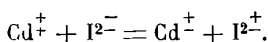
La conductibilité des vapeurs salines présente une variation très grande avec le temps. Pour les sels de Cd, la conductibilité va constamment en décroissant jusqu'à une valeur constante; pour les autres, elle croît d'abord, passe par un maximum, puis décroît jusqu'à une valeur limite.

Schmidt a recherché avec beaucoup de soin les causes de cette variation. Elle ne peut être attribuée à une décomposition chimique du sel solide, ni à une action de la vapeur d'eau ou de l'oxygène, ni à la présence d'une substance radioactive; l'hypothèse de phénomènes de fatigue, diminuant la tension de vapeur et par suite le nombre des ions, doit être rejetée elle aussi.

Les causes de la variation de conductibilité doivent donc être recherchées dans la vapeur. Un appauvrissement en ions est dû au courant; des molécules neutres s'associent aux ions et diminuent leurs mobilités. Mais on observe en outre, pour tous les sels étudiés, une décomposition chimique; par exemple, pour CdI<sup>2</sup>, il se forme Cd et I<sup>2</sup> d'après le mécanisme suivant. La molécule de CdI<sup>2</sup> s'ionise :



quelques-uns de ces ions sont entraînés par le courant; d'autres se combinent pour donner des molécules neutres Cd<sup>2</sup>I se déposant ultérieurement sur les ions; mais aussi une neutralisation des ions Cd et I fournit les éléments :



L'existence de ces phénomènes inverses, qui peuvent se produire avec des vitesses différentes, permet d'interpréter l'allure générale des courbes de conductibilité en fonction du temps, en particulier l'existence d'un maximum pour la plupart des sels.

Schmidt a constaté encore qu'aux basses températures l'équilibre de conductibilité dépend de l'histoire du sel, que la conductibilité

augmente fortement avec la surface du corps solide ou quand la pression diminue; avec la température, la conductibilité croît d'abord lentement, puis extrêmement vite. Enfin à une température et à une pression déterminées, la courbe de variation de la conductibilité limite avec la f. é. m présente la forme bien connue : augmentation de la conductibilité, courant de saturation, puis accroissement rapide jusqu'à l'étincelle, corrélatif de l'ionisation par choc.

J. STARK. — Remarques sur la communication de Baerwald : « Étude de l'influence du champ magnétique sur l'effet Doppler des rayons-canaux ». — P. 755-760.

Critique de quelques conclusions du mémoire récent de Baerwald (1).

1° Cet auteur admet que les vitesses des porteurs ont des valeurs comprises entre zéro et une valeur limite, et conclut, par extrapolation des courbes de noircissement, à une distribution symétrique de l'intensité « mobile ». Stark, en se basant sur ses travaux et sur ceux de Planck, met en doute ce résultat ;

2° Stark considère comme très peu vraisemblables les conclusions de Baerwald sur la nature des porteurs.

L. HOLBORN et F. HENNING. — Comparaison du thermomètre à résistance de platine et des thermomètres à azote, hydrogène, hélium, et détermination de quelques points fixes entre 200 et 450°. — P. 761-774.

Le thermomètre à gaz, à volume constant, a été disposé comme dans les expériences antérieures de Holborn et Valentiner(2) ; toutefois une modification a été apportée au manomètre : le vide était maintenu au-dessus du mercure, dans la grande branche, ce qui supprimait la lecture au baromètre et les erreurs correspondant aux variations de la pression atmosphérique en cours d'expérience.

Les auteurs ont utilisé des enveloppes thermométriques en verre d'Iéna 59 III ou en quartz. Ces dernières sont d'ailleurs préférables ; la correction relative à la dilatation de l'enveloppe y est beaucoup plus faible et plus certaine ; de plus, les phénomènes de retard et de vieillissement y sont insignifiants.

(1) *J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I, p. 506 ; 1911.

(2) *Ann. de Phys.*, XXII, p. 4 ; 1907.

La comparaison du thermomètre à platine et des thermomètres à gaz a été faite à l'aide d'un bain d'huile (200°) et d'un bain de nitrate (300-450°) chauffé électriquement; la température pouvait ainsi être maintenue constante dans des limites très étroites pendant toute la durée d'une observation.

Soit  $t_p$  la température du thermomètre à platine définie par la relation :

$$t_p = \frac{1}{\alpha} \left( \frac{w}{w_0} - 1 \right),$$

$w$  désignant la résistance du fil de Pt. D'après Callendar,  $t_p$  est relié à la température  $t$  du thermomètre à gaz par la formule :

$$t - t_p = \delta \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \frac{t}{100},$$

où  $\delta$  est une constante caractéristique de la résistance employée. Cette formule permet donc de déduire  $t$  de  $t_p$ .

Il résulte des comparaisons de Holborn et Henning que l'erreur, dans la mesure de la température à l'aide d'un thermomètre à résistance de platine, ne dépasse pas 0°,4, et que la formule de Callendar se vérifie dans les limites de températures observées. D'autre part, les échelles de H et He, qui concordent très bien entre elles, s'écartent de celle de N en moyenne de 0°,10.

Les thermomètres à platine ainsi étudiés ont été utilisés pour déterminer plusieurs points fixes; dans chaque série de mesures, les résultats ont été très concordants. Les nombres suivants sont rapportés à l'échelle thermodynamique pratiquement aux échelles de He et H.

Point d'ébullition :	
Soufre.....	444°,5 <sub>1</sub>
Benzophénone.....	305°,8 <sub>9</sub>
Naphtaline.....	217°,9 <sub>6</sub>
Point de fusion :	
Etain.....	231°,8 <sub>3</sub>
Cadmium.....	320°,9 <sub>2</sub>
Zinc.....	419°,4 <sub>0</sub>

La correction la plus importante aux travaux antérieurs porte sur Zn; elle est due à la très grande pureté des métaux employés par Henning et Holborn (1 à 2 dix-millièmes d'impuretés seulement).

M. BARRÉE.

G. SZIVESSY et K. SCHAFER. — Augmentation de la conductibilité électrique des diélectriques liquides sous l'action de la lumière ultra-violette. — P. 511 à 523.

Les expériences ont porté sur l'huile de paraffine purifiée électriquement par la méthode indiquée par Jaffé. Le liquide est placé entre deux disques métalliques parallèles entre lesquels peut passer sans les toucher un faisceau de lumière ultra-violette. Normalement, le liquide est traversé par un courant  $I_0$  faible et parfaitement déterminé pour une tension fixe, lorsque cette tension est appliquée sur les électrodes depuis un temps assez long. La lumière ultra-violette augmente l'intensité de ce courant, qui prend une nouvelle valeur fixe  $I_1$ , si l'intensité de la source reste fixe.

La différence  $I_1 - I_0 = i$  mesure le courant dû à l'action de la lumière. Ce courant suit les mêmes lois que le courant qui traverse un gaz ionisé : proportionnel au champ pour des faibles valeurs de celui-ci, il tend vers une valeur de saturation pour les champs plus élevés. Ce courant de saturation pour un éclairage intense avec une lampe à mercure d'Heraeus a pour valeur  $37,8 \cdot 10^{-12}$  ampères (distances des électrodes de  $0^{\text{cm}},045$  ; diamètre des électrodes, 5 centimètres) augmente avec la distance des électrodes.

Ces expériences sont à rapprocher de celles de Curie et de Jaffé qui ont mis en évidence l'ionisation des liquides isolants sous l'action des rayons X et des rayonnements des matières radioactives.

J. CARVALLO.

---

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XII; 1911.

J. ZENNECK. — Mesure de l'énergie dans les arcs à haute tension. — P. 343-346.

En électrotechnique, on mesure l'énergie fournie par les sources alternatives à haute tension au moyen de wattmètres munis de transformateurs de volts et d'ampères. Ce procédé ne convient pas au cas des arcs. Si l'arc jaillit entre électrodes dissemblables, il se produit

une dissymétrie entre les deux périodes du courant et une composante de courant continu se superpose à l'onde alternative.

Même avec des électrodes qui semblent parfaitement symétriques, ce phénomène peut se produire. Cette composante agit peu sur le transformateur d'ampères, mais elle agit notablement sur le transformateur de volts et, par suite des propriétés du fer aimanté dissymétriquement, on s'expose de ce chef à des erreurs qui, dans les expériences de Zenneck, atteignaient 80/0.

On peut arriver à faire des mesures correctes en intercalant dans le circuit à fil fin du wattmètre muni de transformateurs une force électromotrice continue d'une valeur telle qu'elle annule la composante de courant continu due à l'arc. Mais il vaut mieux se passer de transformateurs en reliant directement les circuits du wattmètre au circuit à haute tension de l'arc.

R. JOUAUST.

M. LEVITSKY. — Une nouvelle forme de résonateur fermé pour la mesure de l'amortissement des oscillations électriques de courte longueur d'onde. — P. 386-391.

Les mesures d'amortissement, relatives aux ondes électriques émises par des oscillateurs ouverts, présentent des difficultés particulières qui deviennent presque insurmontables si l'oscillateur est de petites dimensions. Le grand amortissement des ondes joint à leur faible intensité ne permet pas d'utiliser les méthodes usuelles (de V. Bjerknes et P. Drude), et il devient impossible de séparer les décrets correspondants aux circuits primaire et secondaire. Pour résoudre le problème, l'auteur s'est efforcé de réaliser un résonateur où l'amortissement puisse être regardé comme négligeable. Il est parti de l'idée suivante : si on imagine que dans une cavité à l'intérieur d'un corps métallique idéal, on provoque par un procédé quelconque des oscillations électriques, celles-ci persisteront indéfiniment sans aucun amortissement, puisqu'il n'y a point de dissipation d'énergie.

Pour se rapprocher de ce cas limite, l'auteur prenait un résonateur rectiligne et le disposait à l'intérieur d'une surface sphérique métallique dans laquelle était ménagée une ouverture permettant l'accès des oscillations primaires. Deux séries d'expériences ont été effectuées avec des sphères ayant un diamètre double et quadruple de

la longueur du résonateur. L'oscillateur se composait de deux tiges terminées par des boules munies de pointes (1); en agissant sur la longueur des tiges, on pouvait faire varier d'une manière continue la longueur d'onde des oscillations. Pour la mesure de l'énergie oscillante, le résonateur était réuni à un couple fer-constantan relié à un galvanomètre sensible.

Les premières expériences ne donnèrent pas de résultats nets. Mais l'auteur imagina bientôt un artifice qui modifia complètement l'allure des courbes. Il plaça entre l'oscillateur et le résonateur un grand écran métallique plan, muni d'une ouverture qu'on amenait à coïncider à peu près avec celle de la sphère. Dans ces conditions, les expériences conduisirent à des courbes où la résonance apparaît d'une manière extrêmement nette. Elles permettent des mesures assez précises et les valeurs du décrement obtenues de la sorte concordent avec celles que donne le calcul en partant de la formule d'Abraham. Conformément aux prévisions, l'amortissement du résonateur paraît n'intervenir que d'une manière insensible. En terminant, l'auteur attire l'attention des physiciens sur quelques points encore obscurs de la méthode : en particulier, il y aurait intérêt à étudier le rôle joué par l'écran plan et l'influence des dimensions de la sphère entourant le résonateur.

F. KOCK. — Appareil pour le relevé et la démonstration des courbes de résonance.  
P. 379-386.

L'organe essentiel de l'appareil est un tube de Geissler dont on utilise, comme dans l'oscillographe de Gehrcke, la propriété bien connue de présenter à l'électrode négative une gaine lumineuse de longueur variable avec l'intensité du courant. Le tube est porté par un disque tournant autour d'un axe ; il est courbé à angle droit ; le gaz qu'il contient est de l'azote. Les électrodes sont en aluminium et disposées normalement l'une à l'autre. Des électrodes auxiliaires réunies aux pôles d'une batterie à haute tension sont placées dans le voisinage des électrodes principales ; elles ont pour but d'ioniser le gaz et de favoriser la formation de la gaine lumineuse. L'appareil comporte en outre une self-induction variable qu'on intercale dans le

---

(1) Dispositif analogue à celui qu'employa M. Laugwitz (*Phys. Zeitschr.*, VIII, 378 ; 1907).



circuit de mesure et qui est constituée par deux bobines, l'une fixe, l'autre mobile en même temps que le tube. Les images sont reçues sur un écran divisé. Dans le cas d'oscillations entretenues, elles affectent la forme de plages lumineuses aux contours suffisamment précis. Des reproductions photographiques sont données dans le mémoire.

S'il s'agit d'étudier des oscillations amorties, le problème est un peu plus compliqué. Il est nécessaire de créer une dépendance entre la formation de l'étincelle et la position instantanée du tube. On y arrive en disposant sur l'axe en rotation une bague moitié en laiton, moitié en fibre sur laquelle vient appuyer un frotteur dont la position angulaire est réglable. Pour une position du frotteur, le tube projette sur l'écran une bande lumineuse d'amplitude déterminée. En déplaçant le frotteur et en repérant par un trait les sommets de chacune des bandes, on construit la courbe de résonance cherchée.

L'appareil se prête à l'étude des différents problèmes relatifs aux courbes de résonance (amortissement, influence du degré de couplage, etc.). Il convient particulièrement bien pour montrer à un grand auditoire une image des phénomènes. Enfin il est susceptible de fournir des mesures quantitatives assez précises : dans un exemple traité par l'auteur le décrément correspondant à l'amortissement était calculé avec une précision d'environ 30/0.

PAUL DE LA GORCE.

CHRISTOPH FLEISZ. — Recherches sur le frottement dans l'inscription sur noir de fumée. — P. 391-398.

Ces recherches s'inspirent de la théorie du sismographe automatique de Wiechert. Un bifilaire soutient le style inscripteur, formé d'un fil de verre arrondi au bout, et porté par un fléau de balance en fil d'aluminium très mobile sur des supports en verre ; un cavalier mobile sur le fléau permet de modifier la pression sur la surface enfumée, qui est plane. Le système oscillant seul n'a pas d'amortissement appréciable ; quand le style appuie sur la surface, les amplitudes successives décroissent en progression arithmétique. La résistance de frottement peut être calculée de deux manières : d'après la mesure de la diminution d'amplitude ; au moyen d'une formule empirique, en fonction de la surcharge  $p$  qui, appliquée à l'extrémité du style *déjà simplement en contact avec la surface*, produirait la pres-

sion sur cette surface; elle est de la forme :

$$R = bp \sqrt{1 + \frac{2a}{p}},$$

où  $a$  et  $b$  sont deux constantes dépendant de l'appareil. Les deux méthodes donnent des nombres comparables.

L'étude a porté : 1° sur le papier glacé spécial du commerce et sur un papier lisse employé par Wiechert; le premier semble préférable; 2° sur les noirs de gaz, de pétrole, de térébenthine et de camphre; le noir de pétrole en couche mince donne les meilleurs résultats; on a déjà une inscription nette pour  $p = 0^{\text{m}}, 2$ .

L'auteur a également étudié l'influence, sur le frottement et la netteté de l'inscription, de secousses rythmiques qu'il communiquait à la surface au moyen d'un marteau actionné électriquement. Quand les secousses sont perpendiculaires au plan de la surface ou parallèles à ce plan et dans la direction du déplacement du style, leur influence est analogue à celle d'un amortissement; dans le premier cas seulement, elles nuisent à la netteté du tracé; des secousses parallèles au plan de la surface et perpendiculaires au déplacement du style n'ont pas d'influence sur le frottement.

JAMES ROBINSON. — Figures électriques (Traduction d'un travail de l'Université de Sheffield). — P. 439-440. — Une planche hors texte.

On fait passer une étincelle rectiligne à travers un trou percé dans une plaque horizontale recouverte d'une poudre; la poudre se distribue en circonférences ayant leur centre sur l'axe du trou, et d'autant plus écartées les unes des autres qu'elles en sont plus proches. Des mesures faites sur ces figures permettent de les attribuer à l'action des ondes sonores émises par l'étincelle, et confirment des théories de W. König<sup>(1)</sup> et de l'auteur lui-même<sup>(2)</sup>.

S. PROKOWSKY. — I. Emploi de la lumière polarisée en interférométrie. — P. 459.  
II. Sur le principe de Doppler. — P. 459-468.

I. — Indication sommaire du principe d'un interféromètre à pénombre en construction.

(1) *Wied. Ann.*, t. XIII, p. 560 : 1891.

(2) *Phil. Mag.*, 1910, p. 476.

II. — Indication sommaire d'expériences préliminaires faites en vue de reconnaître si le principe de Doppler est applicable à la lumière diffractée.

G. RUMELIN. — Clef double pour électromètre à quadrants.

Forme un peu modifiée de la disposition de Rutherford pour enlever de loin la mise au sol d'une paire de quadrants; construite par la maison Bartles de Göttingen.

P. LUGOL.

KARLFREDENHAGEN. — L'émission d'électrons négatifs par le potassium et le sodium chauffés et la conductivité de la vapeur de ces métaux. — P. 398-408.

L'auteur débute par une bibliographie assez complète sur les travaux de Richardson, de Furchtbauer, de Kruger, de Baedeker et de Zickendraht. Il décrit les différentes formes de tubes qu'il a employées; l'instrument de mesure est un galvanomètre de Hartmann et Braun, et une division de l'échelle correspond à un courant de  $3,7 \times 10^{-10}$  ampères. Toutes les mesures doivent être faites dans l'obscurité, à cause de l'effet photo-électrique très notable que présentent les métaux alcalins.

Fredenhagen a déterminé l'émission d'électrons négatifs par le potassium et le sodium, et il publie des courbes où sont portées en abscisses les différences de potentiel en volts et en ordonnées les divisions de l'échelle; il étudie aussi l'influence du vide sur ce phénomène et vérifie l'existence d'un optimum.

Lorsque le degré de vide augmente, le sodium principalement donne des courants de saturation, qui croissent suivant une exponentielle, lorsque la température augmente. Au sujet de la conductivité spontanée des vapeurs de potassium et de sodium, il est montré que, tout au moins pour des températures inférieures à  $350^\circ$ , cette conductivité doit rester notablement au-dessous de la limite de la sensibilité des galvanomètres.

P. EHRENFEST. — Sur les conceptions de W. Von Ignatowsky au sujet de la définition de la rigidité de Born. — P. 412-413.

Discussion avec V. Ignatowsky sur certaines conséquences du principe de relativité.

W. von IGNATOWSKY. — Sur le paradoxe d'Ehrenfest. — P. 444.

Extrait d'une lettre adressée par l'auteur au professeur V. Varicák, d'Agram. Il y est traité d'une règle, animée d'un mouvement de translation uniforme, à laquelle des observateurs fixes donnent un mouvement transversal dans toute sa longueur; l'apparence, qui en résulte pour des observateurs liés à la règle, peut se déduire d'une application du principe de relativité.

MARCEL BOLL.

ROBERT GOLDSCHMIDT. — Sur la conductibilité thermique des liquides.  
P. 417.

La connaissance des coefficients de conductibilité thermique des liquides est d'un grand intérêt, tant pour servir de base à une théorie cinétique des liquides que pour rechercher leurs variations avec la constitution moléculaire. Malheureusement les valeurs trouvées par les méthodes employées jusqu'ici sont en mauvais accord. Il était donc désirable de mettre en œuvre une méthode plus précise et susceptible d'être employée depuis le point de fusion jusqu'au point d'ébullition des corps étudiés.

Le principe de la méthode est celui indiqué par Schleiermacher dans ses *Mesures sur la conductibilité des gaz dilués*. Un fil de platine tendu dans l'axe d'un tube est échauffé par un courant. Le tout est plongé dans un bain à température constante. Quand le régime permanent est établi, on connaît par la simple mesure de la résistance du fil et de l'intensité du courant la température du fil et la quantité de chaleur transmise par le gaz, d'où une valeur relative du coefficient de conductibilité.

La principale cause d'erreur dans l'application de cette méthode aux liquides réside dans les pertes par convection. On l'évite en plaçant le fil dans l'axe d'un tube capillaire métallique : le frottement empêche alors les mouvements de convection.

On fait également une correction de l'influence perturbatrice des extrémités en effectuant les mesures simultanément avec deux fils semblables, mais de longueurs différentes. On obtient ainsi les valeurs relatives du coefficient de conductibilité dans tout le domaine de l'état liquide : on peut, par suite, déterminer ses variations avec

la température. La variation avec la température est négative et atteint à la température ordinaire 0,2 à 1,5 0/0 par degré.

Les déterminations ont porté sur un grand nombre de corps à 0°. On constate une influence très nette du poids moléculaire : ainsi, dans la série des alcools, le coefficient de conductibilité diminue quand le poids moléculaire augmente.

Ch. LEENHARDT.

B.-E. MOORE. — Sur la séparation des raies spectrales du calcium et du strontium dans le champ magnétique. — P. 443-445.

Les raies de la deuxième série secondaire des deux métaux obéissent à la règle de Preston, mais les types de séparation ne sont pas les mêmes. Les raies fondamentales de la première série secondaire du calcium et du strontium subissent un effet Zeeman du même type, vérifiant la loi de Preston. Il n'en est plus de même des autres raies de cette série, ni de celles d'une série découverte par Fowler.

W.-V. IGNATOWSKY. — L'hydrodynamique du point de vue du principe de relativité. — P. 441-443.

Transformation des équations de l'hydrodynamique dans la mécanique relativiste.

E. BAUER.

CHR. RIES. — L'origine de la sensibilité du sélénium pour la lumière. P. 480-490.

1. L'auteur discute les différentes théories émises pour expliquer la variation de résistance électrique du sélénium sous l'influence de la lumière. Il fait la critique des théories chimiques et montre que la variation de volume que l'on observe est due à un effet calorifique. Il adopte la théorie électronique du phénomène.

2. Il étudie l'influence sur le phénomène de différents facteurs : le temps pendant lequel passe le courant, l'intensité de ce courant, l'intensité lumineuse, la polarisation. Les résultats des expériences instituées dans ce but sont représentés par des courbes.

W. VOIGT. — Sur les dissymétries dans les triplets de Zeeman. — P. 101-108.

L'auteur montre que les dissymétries d'intensité observées par Koch sur les composantes magnétiques de la raie 5790 correspondent aux dissymétries de position indiquées par sa théorie pour le cas des champs relativement faibles.

E. Croze.

A. VAN DEN BROEK. — Le système périodique « cubique » de classification des éléments de Mendelejeff et la place des éléments radioactifs dans ce système. — P. 490.

L'auteur reprend le système cubique que Mendelejeff avait indiqué à une époque où on ne connaissait que 58 éléments simples, de sorte qu'un très grand nombre de cases restaient vides. Cette classification présente les avantages suivants : les périodes sont de grandeur constante ; jusqu'à l'uranium, les éléments sont en nombre déterminé. La différence moyenne est constante ; Na, Cu, Ag, Au ne se trouvent plus dans une même colonne verticale. La différence entre les poids atomiques théoriques et expérimentaux est faible. La courbe de fusion de Lothar Meyer est plus régulière. Les poids atomiques théoriques sont des multiples de celui de l'hydrogène. Le poids atomique d'une particule  $\alpha$  ou de l'hélium est le double de la différence moyenne.

La différence réelle des poids atomiques de deux éléments dont l'un est issu de l'autre par une émission brusque de particule  $\alpha$  est le double de la différence moyenne théorique. Les éléments radioactifs et qui émettent des rayons  $\alpha$  (série U et Th) se trouvent dans une même grande période.

H. TH. S. — Emile Bose. — P. 466.

Notice nécrologique sur E. Bose, ancien rédacteur en chef de la *Physikalische Zeitschrift*, mort à trente-sept ans, directeur de l'Institut de physique de l'Université de la Plata.

Fr. HAUSER. — Effets des champs électrique et magnétique sur la charge spontanée du polonium et sur le pouvoir de pénétration des rayons  $\delta$ . — P. 466.

On pourrait s'attendre à ce qu'une plaque isolée enduite d'une préparation de polonium se charge négativement par suite de l'émission positive de particules  $\alpha$ . Mais il n'en est pas ainsi, car il y a émission de particules négatives (rayons  $\delta$ ), de sorte que la charge finale de la plaque est positive (1).

Le but du travail de M. Hauser (2) était de déterminer la différence de potentiel nécessaire pour ramener les rayons  $\delta$  sur une plaque de polonium, de déduire de la vitesse de décharge spontanée la quantité de particules  $\delta$  émises et de produire l'effet analogue avec un champ magnétique (quelques centaines d'unités).

Dans un certain nombre d'expériences, on pouvait recueillir ces charges émises sur une deuxième plaque de polonium, et obtenir ainsi par différence la vitesse spontanée.

Les résultats obtenus sont les suivants :

Si la plaque est maintenue à un potentiel négatif, en l'absence de champ magnétique, la vitesse de décharge spontanée n'est pas modifiée ; le nombre de particules  $\delta$  est donc indépendant de la tension.

Si le potentiel est positif, les particules  $\delta$  sont ramenées en arrière ; le processus rappelle les phénomènes observés par Lenard (rayons cathodiques lents).

Le potentiel  $E$  que finit par prendre le corps radiocatif isolé est lié à la vitesse  $v$  et au rapport  $\frac{e}{m}$  des rayons qu'il émet en excès par la relation :

$$E = \frac{1}{2} \frac{m}{e} v^2.$$

Ce nombre, déterminé pour les rayons  $\delta$ , est au moins égal à la même quantité relative aux rayons secondaires émis par le laiton de l'appareil. La charge positive spontanée du polonium est égale et de signe contraire à celle qu'emportent les rayons  $\delta$ . Dans le cas où on fait agir un champ magnétique intense, les rayons  $\delta$  étant ramenés en arrière, on obtient une charge négative due au départ des parti-

(1) J.-J. THOMSON, *Camb. Ph. Soc. Proc.*, XIII, 49 (1895) ; — EIVERS, *Phys. Zeitschr.*, VII, 148 (1906) ; — ASCHKINASS, *ibid.*, VIII, 773 (1907).

(2) Thèse de doctorat de l'École technique supérieure de Munich, 1910.

cules positives  $\alpha$ . A une particule  $\alpha$  correspondent 60 particules  $\delta$ . Le pouvoir de pénétration de celles-ci varie du  $\frac{1}{11}$  au  $\frac{1}{7}$  de celui des rayons  $\alpha$  et le nombre des particules  $\delta$  est indépendant de la pression.

W.-S. TITOW. — Dosage de l'émanation du radium par les courants d'ionisation. — P. 476.

M. Merle Randall <sup>(1)</sup> ayant employé cette méthode pour la mesure de l'émanation émise par des sels radioactifs dissous dans l'eau est arrivé à cette conclusion que les nombres trouvés dépendent de la méthode de mesure employée (électroscopes de Boltwood ou de Schmidt); ces erreurs systématiques enlèveraient toute valeur aux nombres obtenus.

M. Titow a repris ces expériences ou sur l'eau et les gaz radioactifs d'une source naturelle qu'il avait étudiée précédemment. Les méthodes employées sont celles de Schmidt <sup>(2)</sup> et de Mache-Elster et Geitel.

La première donne des nombres toujours plus grands que ceux de la seconde de 30/0 environ.

L'auteur cherche à expliquer ce fait par des considérations théoriques.

TH. WULF. — Sur la radioactivité, propriété générale de la matière. — P. 498.

Si on admet que tous les éléments sont issus par dégradation des corps à poids atomiques élevés, on est amené à chercher si les éléments ont des poids atomiques multiples, de 4 (He = 4 environ). L'auteur groupe les éléments en deux séries; les uns ont des poids atomiques de la forme  $4n - 1$ , les autres de la forme  $4n$ .

Le groupe U-Ra se trouve dans la première série, le groupe radioactif du thorium dans la deuxième. L'hydrogène se trouve hors de la classification. M. Wulf indique en post-scriptum que l'idée d'une classification de ce genre a été déjà émise par Rutherford.

<sup>(1)</sup> *Chem. Ztg.*, n° 34 (1910); — *Am. Chem. Soc.*, Assemblée générale, décembre 1909.

<sup>(2)</sup> *Phys. Zeitschr.*, VI, 564; 1905.



O.-M. CORBINO. — Effets électromagnétiques dus à la distorsion de la trajectoire des ions dans les métaux produite par un champ. — P. 561-569.

L'auteur s'est proposé de rechercher des phénomènes autres que l'effet Hall, mettant en évidence la dissymétrie existant entre les centres positifs et négatifs. Un disque conducteur où circule un courant radial étant placé dans un champ magnétique normal, les trajectoires des centres positifs et négatifs seront deux spirales logarithmiques distinctes :

$$r = r_1 e^{\frac{\theta}{m_1}},$$

$$r = r_1 e^{\frac{\theta}{m_2}}$$

( $r, \theta$ , coordonnées polaires;  $r_1$ , rayon intérieur du disque annulaire).

$$m_1 = Hev_1, \quad m_2 = Hev_2$$

( $ev_1, ev_2$ , vitesse des centres).

Quand on établit ou interrompt le courant, on observe un courant d'induction si le champ magnétique est établi.

On peut aussi, une fois le courant établi, exciter le champ magnétique ou le supprimer.

L'ordre de grandeur et le sens du phénomène observé avec une plaque de bismuth s'accordent bien avec la théorie.

Enfin M. Corbino dispose le plateau de bismuth suspendu à un fil à 45° des lignes de forces du champ; il chauffe le *centre* du disque au moyen d'un pinceau de lumière et constate alors l'existence d'un couple. Ce phénomène se relie au transport de chaleur dû à la convection des ions (1) et par suite aux écarts de certains corps tels que le bismuth avec la loi de Wiedemann-Franz. L'auteur n'a pas constaté de couple mesurable avec le cuivre et l'argent, ce qui est conforme à l'explication précédente.

A. GRUMBACH.

F. GRÜNBAUM. — Sur quelques expériences idéales au sujet du principe de relativité. — P. 500-509.

Développements purement mathématiques inspirés par le principe de relativité.

(1) DRUDE, *Ann. d. Ph.* (4), I, 566; III, 370 (1900).

A. EINSTEIN. — Sur le paradoxe d'Ehrenfest. — P. 509-510.

Réponse à une remarque de V. Varicaks, qui pourrait causer des confusions. A la question de ce physicien, qui se demandait si la contraction de Lorentz est bien *réelle*, Einstein répond ceci : la contraction n'est pas *réelle* pour un observateur fixe, puisque, pour un tel observateur elle n'existe pas ; au contraire, elle est bien *réelle*, c'est-à-dire décelable par des moyens physiques, pour un observateur en mouvement par rapport à l'objet considéré. Ce qu'a su rendre particulièrement clair Ehrenfest, au moyen du paradoxe du disque.

O. LEHMANN. — Structure et optique de grosses gouttes cristallines. — P. 540-546.

Les cristaux liquides, qui sont aussi fluides que l'eau, prennent la forme de gouttes cristallines, qui se distinguent des gouttes isotropes par leur structure et aussi par leurs propriétés optiques, en lumière naturelle aussi bien qu'en lumière polarisée.

L'auteur a surtout employé le paraazoxyanisole en solution dans la pipérine, et il présente ses principaux résultats dans deux planches où sont reproduites des photographies et où sont dessinées des figures schématiques indiquant les positions des éléments de symétrie.

GEHRARD VIETH. — Influence d'un champ magnétique sur les cristaux liquides.  
P. 546-547.

La question de l'action du champ magnétique sur les liquides anisotropes a déjà été étudiée par O. Lehmann et par E. Bose, qui ont montré pour diverses substances l'éclaircissement des phases troubles, sous lesquelles se présentent d'habitude ces liquides.

L'auteur du présent mémoire a repris ces expériences, en utilisant des couches de 0<sup>mm</sup>,03, placées entre deux lames plans-parallèles, d'éthers éthyliques des acides éthoxybenzalamino- $\alpha$ -méthylcinnamique et éthoxyberzalamino- $\alpha$ -éthylcinnamique, qu'il soumettait à des champs de l'ordre de 15.000 gauss.

Il a constaté, sous cette influence, un accroissement des bandes claires, qui mettent en évidence un développement plus rapide de la

phase transparente ; il explique cet effet par une action directrice du champ magnétique sur les molécules du liquide.

E. WEISS. — Détermination de la charge de particules d'argent. — P. 630-633.

Les mesures sont faites en observant, au moyen d'un oculaire micrométrique, la chute des particules et leur ascension en présence d'un champ électrique  $h$ , qui était de 40 et de 20 volts par centimètre.

On utilise la formule de Stokes :

$$a = \frac{3\sqrt{\eta}}{\sqrt{2\rho g}} \sqrt{v_2},$$

et la relation :

$$e = 6\pi\eta a \frac{v_1 + v_2}{h},$$

où  $a$  est le rayon de la particule supposée sphérique ;

$e$ , sa charge électrique ;

$\rho$ , sa masse spécifique ;

$\eta$ , le coefficient de frottement dans l'air ;

$g$ , l'accélération de la pesanteur ;

$v_2$ , la vitesse de chute ;

$v_1$ , la vitesse d'ascension ;

$h$ , l'intensité du champ électrique appliqué.

L'auteur obtient, pour la charge électrique, des nombres qui varient entre  $3,7 \cdot 10^{-10}$  et  $5,5 \cdot 10^{-10}$  unités électrostatiques C. G. S. et dont la moyenne  $4,5 \cdot 10^{-10}$  concorde suffisamment bien avec les résultats obtenus par Ehrenhaft.

JOHANN KONIGSBERGER. — Polarisation de la lumière par des réseaux de constante très petite. — P. 637-639.

Après avoir rappelé le fait de la polarisation des ondes lumineuses par diffraction qui a été étudié par Arago, Holtzmann, Fizeau, Quincke, Gouy, etc., l'auteur se propose de transposer l'expérience de Hertz sur les ondes électromagnétiques. Hertz faisait tomber sur des réseaux de largeur égale à  $17\mu$  des ondes de longueurs variant entre  $25\mu$  et  $51\mu$  ; il était parvenu à ce résultat que le champ électrique ou vecteur de Fresnel traversait plus facilement le réseau, quand il était dirigé normalement à la direction des traits que parallèlement.

H. du Bois et H. Rubens, dans des expériences analogues, ont trouvé expérimentalement le rapport des intensités :

$$\frac{III}{I} = 0,45.$$

Il était intéressant de reprendre l'expérience en utilisant les ondes lumineuses. Malheureusement, il est « à peine possible » de réaliser mécaniquement un réseau dont la constante serait plus petite que les longueurs d'onde lumineuses.

Alors l'auteur eut l'idée d'utiliser les photographies d'ondes stationnaires de Lippmann-Wiener; les petites couches d'argent ainsi produites sont à des distances égales à la demi-longueur d'onde, et, si on les frappe par de la lumière violette, cette distance est de  $0,22\mu$ .

En employant des couches d'épaisseur de l'ordre de  $2\mu$ , Koenigsberger a obtenu, pour la lumière jaune,  $\lambda = 0,6\mu$ , un rapport :

$$\frac{III}{I} = 0,62.$$

Il se trouve donc démontré qu'un réseau de structure microscopique produit une polarisation et que, pour les ondes lumineuses, comme pour les ondes électromagnétiques, c'est bien le champ électrique normal aux traits du réseau qui passe le plus facilement.

L'auteur ne croit pas à une influence importante des propriétés optiques spéciales de l'argent, puisque les couches impressionnées ne réfléchissent pas sensiblement la lumière.

Pour ce qui est de l'influence de l'épaisseur de la couche et des dimensions des espaces obscurs, la question n'est pas encore résolue complètement, même pour les ondes hertziennes. D'une manière générale, *pour une même constante du réseau*, la polarisation doit être d'autant plus forte que les traits noirs seront plus épais.

MARCEL BOLL.

HARALD LUNELUND. — Sur la manière dont se comporte la raie satellite —  $0,121\text{ A}$ . de la raie du mercure  $5790\text{ A}$ . dans le champ magnétique. — P. 511-512.

L'auteur rappelle que, sous l'effet d'un champ magnétique, la composante médiane de la raie principale  $5790\text{ A}$  <sup>(1)</sup> du mercure et la composante médiane d'un de ses satellites  $+0,227\text{ A}$  <sup>(2)</sup> se dé-

(1) P. GMELIN, *Physik. Zeitsch.*, IX, p. 212; 1908.

(2) H. LUNELUND, *Ann. d. Phys.*, XXXIV, p. 529; 1911.

placent vers le rouge d'une manière proportionnelle au carré du champ. Il signale que la composante médiane d'un autre satellite — 0,121 Å se déplace vers le violet proportionnellement au carré du champ, ainsi qu'il ressort d'un tableau de valeurs accompagnant la note.

FR. ENGESSER. — Résistance à la flexion de barreaux droits. — P. 512.

Réclamation de priorité de la part de l'auteur.

T. KRAWETZ. — Sur la possibilité d'une différence entre les spectres d'émission et d'absorption. — P. 510-511.

On peut montrer théoriquement qu'un milieu serait incapable sous certaines conditions, d'absorber toutes les radiations des périodes qu'il émet. Considérons le cas simple d'une molécule, formée d'une sphère possédant la charge positive  $2e$ , et de deux électrons mutuellement liés, ayant chacun une masse  $m$  et une charge  $-e$ . Le calcul conduit à trouver, pour l'émission propre de ce système, deux périodes distinctes. Supposons maintenant ces électrons en vibration forcée, soumis à l'action supplémentaire d'une force électrique périodique, produite par les ondes lumineuses incidentes, et considérons le cas particulier suivant : admettons qu'en raison des faibles dimensions de la molécule vis-à-vis de la longueur d'onde, le couple d'électrons soit dans la même phase. Les formules donnent alors une seule période pour le maximum de l'absorption, coïncidant avec l'une des périodes d'émission ; dans le spectre d'absorption, il manquera donc une des raies.

C'eût été l'autre période qui aurait été absente, si les deux électrons avaient été en phase opposée. Dans le cas d'une différence de phase quelconque, les deux périodes existent simultanément. Ces résultats théoriques peuvent être généralisés au cas d'un plus grand nombre d'électrons à liaisons mutuelles.

H. LABROUSTE.

MAX REINGANUM. — Mobilité des ions dans les gaz (1<sup>re</sup> partie). — P. 575-580.

On sait que les ions lourds (ceux de  $\text{CH}^3\text{I}$ , les restes d'atomes radioactifs, par exemple) ont, dans les gaz légers, sensiblement la même mobilité que les ions de ces gaz. Ce fait singulier n'a pas encore été expliqué de façon satisfaisante. L'auteur essaye de l'interpréter en partant de formules théoriques dues à Langevin (<sup>1</sup>).

Pour les gaz purs, l'accord entre la théorie et l'expérience n'est pas mauvais quand il s'agit de corps à molécules complexes, mais les écarts sont considérables pour les gaz simples, tels que l'hélium.

M. BARRÉE.

W. KAUFMANN et W. MEIER. — Propriétés magnétiques du fer électrolytique. P. 513-522.

Les auteurs ont repris le travail de M. Maurain (<sup>2</sup>); le dispositif expérimental est analogue; toutefois, une méthode d'induction a été substituée à la méthode magnétométrique pour la mesure de l'aimantation — afin de pouvoir opérer dans la journée, malgré les perturbations de la ville.

Les résultats de M. Maurain sont, en général, confirmés :

1° Un champ — même faible (10-15 gauss) — agissant pendant l'électrolyse, produit la saturation;

2° La forme presque rectangulaire de la courbe d'hystérésis est retrouvée — même si l'aimantation est faite après le dépôt (ce que n'avait pas observé M. Maurain) — pourvu que l'électrolyte satisfasse à des conditions déterminées.

Une différence aussi considérable entre la courbe d'hystérésis du fer électrolytique et celle du fer ordinaire implique des constitutions différentes. Les expériences de Kaufmann et Meier paraissent établir que les propriétés magnétiques si spéciales du fer électrolytique sont dues à la présence d'hydrogène.

En effet, un dépôt de fer abandonné à lui-même et étudié à nouveau au bout d'un certain temps fournit une courbe d'hystérésis qui a

---

(<sup>1</sup>) P. LANGEVIN, *Ann. de Phys. et de Ch.* [8], 5, 245-288; 1905.

(<sup>2</sup>) Ch. MAURAIN, *J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. X, p. 123-135; 1901.

l'allure d'une courbe du fer ordinaire. Ce vieillissement est accéléré par une élévation de température. Enfin, il est possible de régénérer partiellement un dépôt vieilli, par polarisation cathodique, par exemple dans l'acide acétique étendu ou dans l'oxalate d'ammonium ; on s'explique que la régénération ne soit pas complète, car les ions H ne peuvent pénétrer que par diffusion à l'intérieur du dépôt ; leur action est donc surtout superficielle.

Kaufmann et Meier ont comparé la forme de leurs courbes d'hystérésis à celle de la courbe théorique de Gans (1) ; l'accord est assez bon.

CHR. RIES. — Origine de la sensibilité du sélénium pour la lumière. — P. 522-533.

Ce mémoire contient la suite des expériences décrites dans le précédent numéro de la *Physikalische Zeitschrift* (2).

Les anomalies de la sensibilité du sélénium proviennent de l'humidité et en particulier de l'humidité de l'air. La variation de la longueur d'onde n'a pas d'influence sur la sensibilité du sélénium.

L'influence de la lumière sur la conductibilité du sélénium est un phénomène de résonance. Les électrons du métal sont excités par la lumière dont la fréquence d'oscillations correspond à leur période propre.

S. POKROWSKY. — Sur la loi du déplacement spectrophotométrique. P. 549-559.

L'auteur établit pour la clarté photométrique  $J_\lambda d\lambda$  d'un spectre une loi de déplacement analogue à la loi du déplacement bolométrique de Wien. et qui peut se représenter par la formule :

$$\frac{dJ_\lambda}{d\lambda} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{d(e\lambda\varphi)}{d\lambda} = 0,$$

$\varphi$  étant une fonction de  $\lambda$  et de  $e_\lambda$  qui caractérise la sensibilité de l'œil. Cette équation peut être résolue d'une façon analogue à l'équation de Wien, si l'on se donne la fonction  $\varphi$ , et l'on arrive ainsi à établir l'existence d'un maximum photométrique analogue au maximum bolométrique de la loi de Wien-Planck.

F. CROZE.

(1) R. GANS, *Göttinger Nachr.*, 28 mai 1910.

(2) Voir ce vol., p.697.

EMILE STENGER. — La gradation des couches de gélatino-bromure dans l'ultra-violet. — P. 580-582.

L'auteur a construit en fonction du degré sensitométrique les courbes de noircissement de plaques photographiques exposées dans un grand sensitomètre de Scheiner : *a*) à la lumière blanche ; *b*) à de la lumière rouge orange ; *c*) à de la lumière ultra-violette, et développé de la même manière. Les courbes étant parallèles, l'auteur conclut que dans l'ultra-violet, comme dans le spectre visible, la gradation est indépendante de la longueur d'onde.

P. BLESSING. — Sur le son des cloches d'église. — P. 597-600.

Le son *principal* d'une cloche, qui sert à la caractériser, dont l'intensité est très grande et la durée très courte, est accompagné de toute une série de sons *accessoires*, sons supérieurs correspondant au son fondamental de la cloche ; ces derniers, beaucoup plus faibles, s'amortissent beaucoup plus lentement. L'auteur communique quelques remarques qui pourraient peut-être conduire à l'explication, vainement cherchée jusqu'à présent, de la production de ce son principal, qui ne peut être provoqué par résonance tandis que les sons accessoires peuvent l'être, et qui est toujours voisin de l'octave du son fondamental de la série. Voici les principales. Dans les cloches, la partie qui reçoit le choc est renforcée, de sorte que les profils intérieur et extérieur de la cloche sont inverses, en quelque sorte ; dans les timbres, dans les cloches chinoises, japonaises et annamites, dont les deux profils sont à peu près parallèles, le son principal ne se produit pas. Quand on tourne une cloche de manière à faire disparaître cette dissymétrie des deux profils, on fait en même temps disparaître le son principal. On a voulu copier exactement une cloche célèbre par sa magnifique sonorité, mais en réduisant de moitié les dimensions ; la copie, parfaitement réussie, avait exactement la même série de sons partiels, mais pas de son principal ; la grosseur de la cloche a donc une influence. Il en est de même de la calotte de la cloche, qui porte la couronne ; en supprimant la calotte d'une vieille cloche qui devait être refondue, on a fait disparaître le son principal.

P. LUGOL.



J. D. VAN DER WAALS JR. — Sur l'explication des lois naturelles  
au moyen de la mécanique statistique. — P. 547-549.

Le calcul des probabilités explique d'une manière satisfaisante les lois naturelles telles que nous les observons. Mais, contrairement à ce calcul, il faut admettre le postulat suivant : les lois naturelles sont applicables antérieurement à l'observation première que nous faisons d'un système donné.

J. D. VAN DER WAALS JR. — Sur les lois fondamentales de la nature.  
P. 600-603.

Considérations générales sur les principes de la mécanique et particulièrement sur le principe de l'inertie.

Quelle différence y a-t-il entre deux corps exactement semblables dont l'un est au repos et l'autre en mouvement ? Leibnitz répond : « Le corps en mouvement possède une certaine force vive proportionnelle au produit de sa masse par le carré de sa vitesse. »

Où réside cette force vive ?

L'auteur répond : « Dans le champ de forces électromagnétiques créées par le mouvement. »

Si l'on considère les molécules comme formées d'électrons positifs et négatifs entièrement dépourvus de masse mécanique, on peut, le champ de forces étant donné, calculer les vitesses du système ; mais il ne faut pas oublier que le champ de forces dépend du mouvement antérieur des électrons.

L. DÉCOMBE.

EDMAR ROSENTHAL. — Quelques remarques sur le tremblement de terre  
des 3-4 janvier 1911. — P. 603-604.

On admet généralement que les tremblements de terre tectoniques sont dus à une rupture ou un glissement le long d'une ligne qui peut atteindre parfois plusieurs centaines de kilomètres de longueur.

L'auteur pense qu'ils ne débutent pas au même instant en tous les points de cette ligne ; ils commencent au point A qui présente le

minimum de résistance à la rupture et se propagent, avec la vitesse des ondes élastiques, vers le point B où la résistance est maximum. Le point A et le point B sont vraisemblablement les extrémités de la ligne focale.

Dans ces conditions, les ondes émanées de A seraient de faible amplitude et se traduiraient sur les diagrammes d'une station suffisamment éloignée par ce que l'Institut sismologique de Göttingen appelle *emersio* et représente par le symbole *eP*. Un peu plus tard, on devrait trouver une augmentation brusque d'amplitude (*impetus*), que l'on représente par *P*, et qui correspondrait à l'arrivée des ondes émanées de B.

Les diagrammes relatifs au tremblement de terre du Turkestan des 3-4 janvier 1911, que l'auteur a eus jusqu'ici entre les mains, présentent tous cette augmentation d'amplitude *iP* environ 20 secondes après le début *eP*.

A l'aide des sismogrammes de Pulkowa, Vienne et Ottawa, M. Rosenthal a pu calculer les différences de longitude et de latitude des points A et B et par suite leur distance ou plus exactement celle de leurs projections horizontales. Il a ainsi trouvé pour la ligne focale l'azimut  $65^{\circ}$  S.-W. et une longueur de 130 kilomètres et se propose de vérifier ces résultats au moyen des sismogrammes que l'on voudra bien lui communiquer. La carte dressée par le prince Galitzine donne à la zone épicertrale du tremblement de terre du Turkestan la forme d'une ligne orientée  $80^{\circ}$  S.-W. et de 160 kilomètres de longueur.

ALBERT GOCKEL. — Mesures en ballon du rayonnement pénétrant. — P. 595-597.

Au cours de deux ascensions effectuées le 15 octobre 1910 et le 2 avril 1911 et dans lesquelles les ballons atteignirent des hauteurs de 2.800 et 2.500 mètres, M. Gockel a répété avec les appareils de Wulf les mesures du rayonnement  $\gamma$  qu'il avait faites précédemment et dont les résultats concordaient avec ceux qu'avait obtenus de son côté M. E. Lagrange à Bruxelles.

Les nouvelles mesures ont confirmé les premières et montré que le rayonnement  $\gamma$  ne décroît que faiblement avec la hauteur. C'est ce qu'avaient également trouvé MM. Pacini, Mache et Wulf. Il en résulte qu'une partie appréciable de ce rayonnement est indépendante de l'action directe des substances radioactives que l'on rencontre dans les couches superficielles de la terre.

PAUL LUDEWIG. — Le ballon libre, station de réception pour la télégraphie sans fil. — P. 604-606.

Des ballons libres ont pu recevoir au moyen d'appareils simples et légers des signaux envoyés de terre par télégraphie sans fil. L'antenne était composée de deux parties entre lesquelles on avait intercalé un récepteur de Schlömil. Comme demi-antenne supérieure, un fil dont une extrémité était enroulée autour du ballon à travers les mailles du filet et dont l'autre aboutissait à la nacelle; comme demi-antenne inférieure, un câble tendu par un poids et qu'on laissait pendre après le départ du ballon. Pour des longueurs d'onde de 500 mètres, on reconnut qu'il était nécessaire de donner à ce câble une longueur d'environ 125 mètres ou  $\frac{\lambda}{4}$ .

Le 12 mars, des ondes envoyées pendant deux heures de l'Institut électrotechnique de Francfort-sur-le-Mein furent parfaitement reçues, le ballon étant à une distance de 50 kilomètres et une altitude de 600 mètres. Le 23 mars, on envoya des télégrammes de Francfort, Carlsruhe, Darmstadt, Göttingen à trois ballons qui, partis de Francfort, atterrirent aux environs de Coblenz. Ceux de Francfort et Darmstadt furent bien compris, mais non ceux de Carlsruhe et de Göttingen. Ces derniers furent troublés par les expériences de télégraphie sans fil d'un bataillon en manœuvre à Coblenz.

CH. DUFOUR.

---

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. LXXVI; 1911.

DRUCKER et KASSEL. — La fluidité des mélanges binaires. — P. 367-384.

Les auteurs ont étudié la fluidité de onze mélanges binaires de corps presque tous organiques en fonction de la concentration des composants et à deux températures différentes. Quand la température s'élève, la courbe tend à devenir une droite. Ces faits peuvent se représenter par une formule établie en partant de cette hypothèse que le mélange serait une combinaison chimique graduelle; les courbes

obtenues sont linéaires quand les radicaux des deux constituants du mélange se sont complètement substitués, et elles s'en écartent d'autant plus que cette substitution est moins avancée.

FRY. — La constitution du benzène, en partant de la conception d'atomes chargés positivement ou négativement. — P. 385-412.

Le point de départ de la théorie est qu'une liaison intramoléculaire est un véritable tube de Faraday dont les extrémités portent des charges unités, mais de signes contraires. Par exemple, la molécule HCl aura comme constitution soit  $\overset{+}{\text{H}} - \bar{\text{Cl}}$ , soit  $\bar{\text{H}} - \overset{+}{\text{Cl}}$ .

Les atomes H ou Cl peuvent donc être positifs ou négatifs, et cette hypothèse n'est pas en contradiction avec ce fait que, dans l'électrolyse, H est toujours positif, et Cl toujours négatif. Il en résulte que un atome ayant  $n$  valences peut exister sous  $n + 1$  formes; ainsi, il y a 5 formes pour l'atome C. Quand, avec ces 5 formes, on construit la formule du benzène, on trouve 6 formules différentes correspondant à des « électromères », les atomes H y sont alternativement positifs et négatifs.

Deux exemples montrent l'utilité de cette hypothèse :

1° On peut prévoir si un dérivé bisubstitué sera un métadérivé ou un mélange des dérivés ortho et para. On se trouve dans le premier cas si les deux radicaux substitués ont des charges de même signe; dans le deuxième cas, si elles sont de signes contraires, on explique aussi quelques isoméries;

2° En admettant la mobilité de la molécule  $\text{C}^6\text{H}^6$ , on peut chercher quelles formes seront stables, et les relier aux longueurs d'onde des sept bandes d'absorption du spectre du benzène.

TSWETT. — Une hypothèse sur le mécanisme du transport de l'énergie photosynthétique. — P. 413-419.

Tous les agents chromophylliens sont fluorescents et émettent surtout de la lumière rouge; c'est elle qui serait absorbée par  $\text{CO}^2$  en présence d'eau; les faits à l'appui sont peu nombreux.

LUSSANA. — Influence de la pression et de la température sur la conductibilité électrique des solutions. — P. 420-421.

Remarque sur une question de priorité.

SMITS. — Théorie nouvelle de l'allotropie. — P. 421-444.

L'idée qui sert de base à cette théorie est que, si dans la phase, liquide d'un corps présentant le phénomène de l'allotropie il existe au moins deux espèces de molécules, il en est de même à l'état solide, et on a affaire en réalité à un système au moins binaire; il n'y a qu'à lui étendre les résultats connus. L'énantiotropie et la monotropie ne sont que des séparations de substances solides à partir d'un mélange également solide. La théorie explique tous les phénomènes observés pour l'iodure mercurique, le soufre et le phosphore.

SMITS. — La représentation du système éther-antraquinone avec le système de coordonnées  $P, T, x$ . — P. 445-449.

Il peut servir de type pour un grand nombre de mélanges binaires.

PAWLOW. — Application de la thermodynamique aux systèmes dilués pour les grandes concentrations. — P. 450-468.

Ce travail, entièrement théorique, est une conséquence de la définition de l'énergie libre superficielle d'après Gibbs; outre la tension superficielle, il y intervient les densités superficielles au contact. Dans les systèmes dilués, le second terme a une grande importance et l'énergie libre superficielle peut être positive ou négative. Dans tous les cas l'équilibre est atteint quand l'énergie libre superficielle rapportée à l'unité de masse est minima. Ces considérations sont appliquées à deux cas.

1° Aux systèmes dilués peu stables comme la formation d'un précipité à grains très fins dans une solution sursaturée; les grains seront d'autant plus fins que la sursaturation sera plus grande et leur degré de ténuité est inversement proportionnel à la densité superficielle de l'énergie libre. Un autre cas est le système formé par des gouttes entourées de vapeur; leurs rayons sont proportionnels à la densité superficielle de l'énergie libre; suivant la nature du corps, ce seront les petites ou les grosses gouttes qui représenteront l'état le plus stable;

2° Aux systèmes dilués mais stables et à une seule phase.

Il y a lieu de considérer comme quatrième état de la matière l'état

cristallin très ténu ou liquide cristallin, dont l'auteur recherche le domaine de stabilité. En procédant par analogie avec les corps énantiotropes et monotropes, on trouve que ce domaine de stabilité n'est atteint en général que pour des pressions élevées, sauf aux basses températures. Le domaine de l'état cristallin, qui est fermé d'après Tammann, serait divisé en deux régions par la ligne de coexistence de l'état cristallisé ordinaire et de l'état cristallisé très ténu.

TSCHUGAEFF. — La dispersion rotatoire. III, combinaisons incolores.  
P. 469-483.

Les études ont porté sur un grand nombre d'alcools, carbures ou cétones cycliques. Un certain nombre et surtout des cétones présentent des valeurs anormales très élevées du coefficient de dispersion. Dans quelques cas, elles sont dues à l'hétérogénéité de la substance; dans d'autres cas, comme pour le camphre, la dispersion rotatoire est anormale avec un maximum de la courbe de dispersion dans l'ultra-violet.

GREENWOOD. — Les courbes de tension de vapeur et les chaleurs de vaporisation de quelques métaux peu volatils. — P. 484-490.

Les études se rapportent à Cu, Sn, Ag, Pb, Bi, Zn et les résultats sont d'accord avec la règle de Trouton.

ANDREAE. — La méthode de la suspension pour la détermination des densités des corps solides homogènes. — P. 491-496.

On cherche quel est le mélange de benzène et d'iodure de méthylène ou d'iodure d'éthyle dans lequel le solide reste en suspension.

La méthode est rapide et suffisante pour reconnaître les cristaux.

KURLLA. — Recherches quantitatives sur le partage d'un corps entre deux phases. — P. 497-508.

Ce travail comprend deux parties.

1° Partage d'un corps entre sa phase liquide et sa phase gazeuse. Quand on construit la courbe des densités du liquide

et de la vapeur, si, au lieu de prendre la même unité pour tout, on prend une unité propre à chacun  $\frac{D_\alpha}{D_\kappa}$ ,  $D_\kappa$  étant la densité

critique,  $D_\alpha$  la densité limite vers laquelle tend l'autre extrémité du diamètre rectiligne, on trouve une courbe unique pour tous les corps;

2° Solubilité mutuelle de deux phases liquides. La même construction donne des courbes réduites non identiques.

FLADE. — Contribution à l'étude de la passivité. — P. 513-550.

Il faut distinguer dans ce phénomène complexe deux parties :

1° Dans la première, il y a création de l'état passif de l'électrode;

2° A cette période succède un état sensiblement constant de l'électrode dont la polarisation est durable.

La première partie est difficile à expliquer et d'ailleurs le nickel et le fer se conduisent de façon différente. L'électrode de nickel plongée dans  $\text{SO}^4\text{H}^2$  dilué devient active de façon assez régulière; avec celle de fer, il y a d'abord diminution rapide de potentiel, puis la courbe s'aplatit et on n'a plus que de petites sinuosités.

L'état stationnaire est mieux connu et assez stable; quand on modifie la température, le potentiel de polarisation diminue, mais de façon irrégulière. La seule donnée du phénomène qui soit bien déterminée est représentée pour le fer, par le potentiel pour lequel l'électrode devient brusquement active.

Ce potentiel est indépendant des détails d'expérience, de l'existence d'ions ferreux ou ferriques, et ne dépend que de la concentration de l'acide; quand elle augmente, il s'élève. Mais la nature du phénomène reste mal connue.

REIS. — Sur les flammes à ammoniac et à oxydes de l'azote. — P. 560-568.

La bande  $\alpha$  du soi-disant spectre de l'ammonium ne peut être attribuée au système azote-oxygène, elle est due en fait à l'ammoniac, et d'ailleurs, dans le cône intérieur d'une flamme à gaz d'éclairage, oxygène et oxyde de l'azote, on constate, quand le gaz d'éclairage est en excès, la formation de quantités considérables d'ammoniac, de cyanogène et de combinaisons cyanées.

BAUR. — Le système périodique des éléments. — P. 569-583.

Ce travail se rapporte uniquement à la chimie.

MARC et RITZEL. — Les facteurs qui déterminent la forme cristalline.  
P. 584-590.

Dans la théorie de Curie, cette forme est déterminée par le minimum de l'énergie superficielle du cristal. Or, quand deux faces ont des tensions superficielles différentes, leurs solubilités sont aussi différentes; ces deux causes agissent en sens inverse dans le développement des faces, et la forme du cristal est déterminée par l'équilibre entre ces deux causes inverses. Cette forme sera connue quand on connaîtra pour chaque face le rapport de la tension superficielle à la solubilité.

FRY. — Une application de l'hypothèse des électrons de signes positif et négatif.  
P. 591-600.

L'auteur applique l'hypothèse précédemment émise <sup>(1)</sup> à relier, comme il l'a déjà fait pour la benzine, les longueurs d'ondes des bandes d'absorption que présente la naphthaline dans l'ultra-violet aux formes d'équilibre de la molécule de ce corps.

JUST et RANKO. — Recherche cinétique de l'action de l'hydrogène sur les solutions de permanganate de potassium (autoréduction). — P. 601-640.

Après avoir décrit une méthode expérimentale qui permet d'obtenir le mélange parfait d'une solution et d'un gaz de façon que la solution reste longtemps saturée du gaz, même quand il est absorbé rapidement par la réaction, l'auteur l'applique aux solutions de  $MnO^4K$  et à des mélanges variables d'hydrogène et d'azote. La réaction est du premier ordre par rapport au nombre de molécules d'hydrogène. Il se forme un produit intermédiaire peu stable et très facilement réductible.

---

(1) Voir page 620.



EISENREICH. — L'emploi des solutions de fluorure d'argent dans le coulombmètre à argent. — P. 643-712.

Ce travail se rapporte à la mesure des quantités d'électricité au moyen du voltamètre à sel d'argent. Pour conserver à la solution sa concentration, il faut employer une anode soluble d'argent ; mais alors, autour de cette anode, il s'établit une dissociation limitée  $\text{Ag}^2 \rightleftharpoons \text{Ag} + \text{Ag}$  donnant des ions argent dont la présence se démontre par leur action réductrice sur  $\text{MnO}^4\text{K}$  ; il en résulte que, si le liquide anodique peut parvenir à la cathode, la quantité d'argent déposée doit être un peu trop grande. On peut éviter cette erreur en isolant le liquide anodique dans un coulombmètre à siphon ou à diaphragme. On la rendra également inappréciable en entourant l'anode ou la cathode d'une grande quantité de liquide dans laquelle les ions Ag seront très dilués. L'erreur serait au contraire augmentée par la concentration de la solution surtout à l'anode et aussi par l'élévation de température.

La précision des résultats est indépendante de l'électrolyte employé, à condition de n'employer que de faibles densités de courant ; pour de grandes densités, le fluorure donne des valeurs un peu trop élevées, à cause de la formation d'acide hydrofluosilicique. L'action de la lumière sur les solutions de  $\text{AgF}$  donne du sous-fluorure, du peroxyde d'argent et de l'acide fluorhydrique.

SMITH et MENZIES. — Recherches sur les tensions de vapeurs. VII, La tension de vapeur du calomel desséché. — P. 713-720.

Quand on considère la vaporisation du calomel, il y a lieu de distinguer trois cas : 1° le calomel non desséché ayant une densité et une tension de vapeur normales ; 2° le calomel desséché ayant une densité de vapeur double, bien que la tension n'ait pas sensiblement changé ; 3° le calomel très sec n'ayant aucune tension de vapeur, même au bout de quinze minutes. Le second cas, seul anormal, nécessite une étude expérimentale plus complète.

A. VON ANTROPOFF. — La dynamique des cellules osmotiques.  
I. Communication préliminaire. — P. 721-731.

Cette communication est l'annonce d'un travail important destiné à mettre en accord les mesures directes de la pression osmotique et la théorie de Van't Hoff; en particulier l'extension des propriétés des gaz aux dissolutions. Il suffit, au lieu de considérer les membranes comme sémi-perméables, de considérer deux perméabilités  $\sigma$  et  $\sigma'$  pour le dissolvant et pour le corps dissous, le rapport  $\frac{\sigma - \sigma'}{\sigma}$  s'appelle le coefficient de perméabilité de la membrane. Si on désigne par P la force motrice de l'osmose, par  $P_t$  la pression hydrostatique dans l'osmomètre, la vitesse avec laquelle augmente la pression indiquée par l'appareil est :

$$\frac{dp}{dt} = \sigma(p - p_t) - \sigma'p$$

et l'équilibre est atteint lorsque la pression mesurée atteint le maximum.

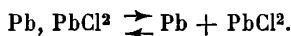
$$p_m = P \frac{\sigma}{\sigma - \sigma'}$$

Or c'est P qui doit suivre les lois des gaz, et  $p_m$  ne lui est pas égal.

Dans les mesures directes  $\frac{\sigma - \sigma'}{\sigma}$  a varié de 0,3 à 0,7. Il est probable qu'une détermination exacte des coefficients amènerait la confirmation numérique de la loi de Van't Hoff; en tout cas les mesures de  $p_m$  ou de  $\frac{dp}{dt}$  permettront d'avoir la pression osmotique en se servant de membranes perméables.

LORENZ, HEVESY et WOLFF. — Contribution à l'étude du brouillard métallique dans les liquides. — P. 732-742.

L'électrolyse des sels fondus de certains métaux lourds tels que le Pb donne un brouillard coloré provoqué par des grains très fins de métal en suspension; cette coloration est produite par des quantités extrêmement faibles de métal, ainsi à 550°, la solubilité de Pb dans  $PbCl_2$  est  $1.54 \cdot 10^{-4}$  0/0. On est conduit à admettre l'existence d'un état d'équilibre.



PLOTNIKOW. — Etudes photochimiques. I, Oxydation de l'iodoforme par l'oxygène. — P. 743-752.

Le travail consiste dans la recherche expérimentale de l'action catalysante d'un grand nombre de corps organiques sur l'oxydation de l'iodoforme dissous dans la benzine en lumière monochromatique bleue  $\lambda = 436 \mu\mu$ .

HANSEN. — Réponse à la critique de Reichenberg à propos de mon travail : « Les abaissements de température des vapeurs à poids moléculaires élevés aux faibles pressions ». — P. 753-756.

T. LXXVII ; 1911.

SICHLING. — La nature des photochlorures d'argent et leurs potentiels lumineux. P. 4-57.

On désigne par photochlorures les produits de réduction incomplète de  $\text{AgCl}$  sous l'action de la lumière. L'auteur recherche leur constitution en faisant des mesures de potentiel et en déterminant à l'électromètre la concentration en argent. Il en résulte que ces photochlorures sont des solutions solides de  $\text{Ag}$  amorphes dans  $\text{AgCl}$ , la miscibilité de ces deux corps paraissant être parfaite. Il existe un véritable domaine de stabilité des photochlorures, en contact avec  $\text{Ag}$  cristallisé ou  $\text{AgCl}$ .

D'autres expériences ont été faites avec une plaque de photochlorure dans  $\text{SiO}_2$  en ajoutant  $\text{KCl}$  comme électrolyte et en prenant un filet de platine comme électrode ; on étudie à l'électromètre l'influence de la lumière. Par éclairage à l'ultra-violet, la différence de potentiel peut atteindre  $0^{\circ},5$  ; son coefficient de température est toujours négatif. Les lumières bleue et jaune donnent des effets analogues à la lumière blanche ; mais le vert agit plus faiblement et le rouge donne des négatifs. Le potentiel maxima croît de façon à peu près logarithmique en fonction de l'intensité lumineuse. Les photochlorures paraissent tous sensibles, quelle que soit leur composition.

BAUR. — Remarques au sujet du travail de Sichling. — P. 53-65.

Essai d'explication de la production des négatifs par exposition des photochlorures à la lumière rouge ou par leur longue exposition aux autres lumières.

STAFFORD. — L'équilibre de la dissociation  $S^8 \rightleftharpoons 4S^2$ . — P. 66-72.

Les mesures de la conductibilité calorifique de la vapeur de soufre montrent la coexistence de molécules  $S^8$ ,  $S^6$  et  $S^2$ .

STOLTZENBERG. — La détermination du point de fusion des liquides cristallisés. P. 73-74.

STACKELBERG. — Recherches sur un nouveau mode de groupement tabulaire des éléments fondé sur le système périodique. — P. 75-81.

Ce travail concerne uniquement la chimie.

HARTUNG. — Les molécules des sels dans le phénol. — P. 82-90.

Les expériences ont porté surtout sur des sels organiques et leurs poids moléculaires déterminés par la cryoscopie. Ceux des acides forts et moyennement forts restent unimoléculaires ou sont très faiblement polymérisés. Pour les sels à acides faibles, le phénomène dépend de la concentration de la dissolution ; en solution étendue, il se passe quelque chose d'analogue à l'hydrolyse, c'est la « phénolyse », en solution concentrée, il y a formation de combinaisons complexes de phénol et de sel.

BILTZ. — La pression osmotique des colloïdes. 3<sup>e</sup> partie : Contribution à l'étude de la dialyse et de l'osmose des solutions colorantes. — P. 91-116.

1<sup>o</sup> Au point de vue de la dialyse à travers le parchemin et le collodion, les matières colorantes traversent d'autant plus difficilement que leur molécule contient plus d'atomes ; cependant la présence de groupements sulfonés facilite beaucoup la dialyse ;

2<sup>o</sup> L'étude détaillée des colorants sulfonés a été faite par des mesures de conductibilité électrique de pression osmotique et des observations à l'ultramicroscope. Il en résulte que ce sont les électrolytes où coexistent des molécules simples et polymérisées, des ions colorés, des ions Na et des produits d'hydrolyse. Pour les corps monosulfonés, la polymérisation et l'hydrolyse prédominent, puis c'est la dissociation électrolytique qui prend de l'importance. Ainsi le degré d'association moléculaire diminue quand le nombre de groupements sulfonés augmente ; la diminution, d'abord rapide, se calme vite.

A. SEVE.

## SUR LA PARTICULE DISSOUE (1);

Par M. ALB. COLSON.

Si la mécanique a pour objet principal l'étude des conditions de stabilité de la molécule chimique, il est indispensable de rappeler que celle-ci se présente sous des états d'agrégation d'autant plus condensés que la température est plus basse sous des pressions équivalentes. Ce fait capital établi par Cahours en 1844, et confirmé par les études de Deville sur le soufre, semble méconnu dans l'hypothèse de Van't Hoff touchant la constitution des corps dissous. Van't Hoff suppose en effet que la particule dissoute est à l'état moléculaire représentée par la formule chimique. Il identifie en un mot les particules dissoutes à la température ordinaire aux vapeurs surchauffées. Cette extension, contraire à la loi de Cahours, doit nécessairement se trouver en contradiction avec les faits.

Admettons par exemple qu'une molécule de sulfate métallique,  $SO^4Zn$ , corresponde à cette formule à l'état dissous, en dépit de l'éloignement de son point d'ébullition. Elle devrait alors se doubler par les bases suivant les lois de Berthollet et suivant la théorie des ions; car l'existence d'un sulfate de baryum unique exige que les ions  $SO^4$  dégagés par le sulfate de zinc s'unissent intégralement aux ions Ba fournis par une dissolution de baryte. Dans ces conditions, le mélange équimoléculaire du sulfate et de la baryte fournirait exclusivement  $SO^4Ba + Zn(OH)^2$ . Or cette réaction classique ne s'effectue pas à froid. Même, vers  $40^\circ$ , et sur des solutions dont la dilution varie de 1 à 3, on constate la formation prépondérante d'un sulfate basique de zinc invariable et non pas d'oxyde  $Zn(OH)^2$ .

Au contraire si on admettait, conformément à la règle de Cahours, qu'à basse température, et sous une pression osmotique au moins égale à la pression employée par Cahours, le sel de zinc est un agrégat de forme  $[Zn.SO^4]^n$ , cet agrégat fournirait des ions complexes de forme  $(SO^4)^{2/n} M^{1/n}$  susceptibles de former des sels basiques.

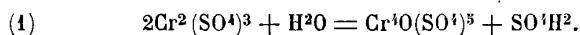
Si la particule dissoute est constituée par un groupe de molécules tel que  $[SO^4M]^n$ , les lois de Raoult doivent concorder avec cette constitution, puisqu'elles donnent une mesure du nombre des particules

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 5 mai 1911.

(2) C. R., 1904.

dissoutes. Précisément, en comparant la cryoscopie des sulfates métalliques à celle de l'acide sulfurique générateur, j'ai constaté, dans tous les cas, que l'abaissement cryoscopique provoqué par la molécule saline est au moins deux fois plus petit que l'abaissement produit par la quantité d'acide sulfurique générateur. Donc l'oxyde métallique associe encore deux molécules d'acide sulfurique au moins, d'après les indications de la cryoscopie.

Ce résultat est en parfaite harmonie avec la loi fondamentale de Berzélius touchant la constitution des sels ; car, étendue aux sesquioxides, la cryoscopie démontre leur pouvoir d'agréger 3 molécules sulfuriques, conformément à la loi de Berzélius, malgré leur faible affinité sur les sulfates de sesquioxyde. Ce phénomène d'association moléculaire est en outre sujet à des vérifications inattendues. M. Recoura a prouvé que, sous l'influence de l'ébullition, le sulfate chromique violet subit une hydrolyse représentée par l'équation brute :



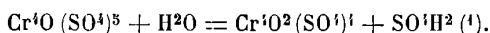
Non seulement la thermochimie ne laisse aucun doute sur ce mode de décomposition, mais la cryoscopie m'a témoigné qu'après l'ébullition, l'abaissement du point de congélation de la solution ne change pas : j'ai constamment trouvé des nombres voisins de 0,415 pour le sulfate violet sur lequel M. Recoura avait opéré. Comme le nombre de molécules dissoutes reste également constant<sup>(1)</sup>, la cryoscopie se retrouve en concordance avec la quantité de ces particules.

Les sulfates verts normaux, de forme  $\text{Cr}^2(\text{SO}^4)^3$  que j'avais obtenus par l'action du gaz sulfureux sur une solution d'acide chromique refroidie à 0°, s'hydrolysent aussi suivant la réaction de M. Recoura ; et pour ces composés, l'abaissement du point de congélation demeure également invariable avant et après l'ébullition. Ces constatations faites, j'ai voulu les contrôler. A cet effet, j'ai enlevé par la baryte dissoute l'acide mis en liberté par l'ébullition, conformément à la réaction (1), et j'ai constaté que, toutes choses égales, le pouvoir cryoscopique de toutes les solutions diminue de moitié. La cryoscopie s'accorde donc encore avec la thermochimie pour indiquer la formation d'un sel condensé en  $\text{Cr}^4$ .

---

(1) La molécule  $\text{H}^2\text{O}$  empruntée au solvant est négligeable dans des solutions à 10 de molécule pour 1.000 grammes d'eau.

Le sulfate  $\text{Cr}^4\text{O}(\text{SO}^4)^3$ , d'après l'expérience, ne renferme plus qu'un radical  $\text{SO}^4$  capable de réagir sur les sels de baryte, par suite d'une hydrolyse de la forme :



C'est sans doute pourquoi un excès de baryte ne change pas la valeur du point de congélation de la solution où un certain nombre de molécules du genre  $\text{Cr}^4\text{O}(\text{SO}^4)^3$  se trouvent remplacées par le même nombre de molécules du genre  $\text{Cr}^4\text{O}^2(\text{SO}^4)^4$ .

Cette expérience complémentaire m'a porté à penser que la réaction de M. Recoura affecterait une allure plus avancée, si l'on modifiait les conditions indiquées par ce savant. Effectivement, en prolongeant l'ébullition pendant dix à quinze minutes, puis refroidissant brusquement la solution, j'ai vu, par des mesures calorimétriques immédiates, que la quantité d'acide libre est supérieure de 4 à 70,0 à celle qu'indique la réaction (1) de M. Recoura.

Ici encore la cryoscopie des solutions refroidies concorde avec les résultats indiqués par la thermochimie :

Une solution titrant 1 <sup>mo</sup> ,07 d'acide libre se congèle à..	—	0°,44
Une autre — 1,04 — ..	—	0°,43
La sol. de Recoura titrant 1,00 — ..	—	0°,415

En quelques heures, vers 15°, l'excès d'acide libre disparaît, et le point de congélation se fixe à — 0°,415 (pour 1/10 molécule par litre), quand la solution revient à la composition indiquée par M. Recoura.

En résumé, l'abaissement du point de congélation produit par les quantités respectives  $\text{SO}^4\text{H}^2$  [ $\text{ZnSO}^4$ ]<sup>2</sup>,  $\text{Cr}^2(\text{SO}^4)^3$ ,  $\text{Cr}^4\text{O}(\text{SO}^4)^3$ ,... dissoutes dans 10 litres d'eau, est sensiblement le même, et cet abaissement ne dépend pas du degré d'ionisation des sels dissous.

Ce dernier point est tellement important qu'il convient d'insister.

Mes études sur les sulfates chromiques avaient principalement pour but de soumettre l'hypothèse des ions à l'épreuve de faits susceptibles d'être vérifiés directement par la chimie.

A l'inverse du sulfate violet dont les solutions se dédoublent immédiatement et totalement par le chlorure de baryum, les sulfates verts isomériques  $\text{Cr}^2(\text{SO}^4)^3$  ne précipitent qu'incomplètement par ce réactif. L'un d'eux même, M. Recoura l'a indiqué avant moi, ne pré-

1) Il vaudrait mieux écrire  $\text{Cr}^4(\text{SO}^4)^4(\text{OH})^4$  (en ajoutant 2 (H<sup>2</sup>O) pour mettre en évidence la basicité de la complexe.

cipite pas du tout. On doit conclure que ce composé, ne contenant pas les ions les plus simples  $\text{SO}^4$ , est le moins ionisé des sulfates isomériques. Pourtant, comme je l'ai constaté, son action sur le point de congélation de l'eau est identique à celle du sulfate violet plus riche en ions  $\text{SO}^4$ .

Avec le temps, par une sorte d'hydrolyse interne, les dissolutions de ce sel inerte (où l'acide est dissimulé) acquièrent la propriété de réagir sur les sels de baryte; mais à cette ionisation supplémentaire ne correspond aucun changement dans les propriétés cryoscopiques (1).

J'ai précisé la question par des mesures de conductibilité faites au laboratoire de M. Bouty. Sur des solutions à 1/10 molécule par litre, j'ai observé que le point de congélation est indépendant du degré d'ionisation. Il conserve sensiblement la valeur 0,415 tandis que la conductibilité des sels verts augmente à mesure que l'acide se dissimule, c'est-à-dire à mesure que le nombre des ions  $\text{SO}^4$  diminue dans la solution, et c'est le sel violet le plus riche en ions  $\text{SO}^4$ , d'après l'action du chlorure de baryum, qui fournit les solutions les moins conductrices. Comme le pouvoir conducteur mesure le degré d'ionisation, mes expériences impliquent une contradiction manifeste entre les indications de la chimie et celles de la physique. Sur des solutions au même taux, et se congelant toutes à  $-0^{\circ},41$ , voici dans quelle mesure :

	Conductibilité
Sulfate totalement dissimulé.....	0,113
— en partie dissimulé.....	0,100 à 0,081
— violet ordinaire.....	0,078

Cette anomalie n'est pas la seule.

Sur des sulfates obtenus par évaporation dans le vide, l'abaissement du point de congélation varie du simple au double en quelques heures, tandis que le degré d'ionisation de ce genre de sels dissimulés varie à peine de 10 0/0, d'après les mesures de conductibilité que j'ai exécutées parallèlement (2).

L'hypothèse d'Arrhénius conduit à considérer l'abaissement du point de congélation  $A$  comme une fonction du nombre des molécules existantes  $n$  et du nombre  $n_i$  des ions. Appliquée aux chlorures alcalins, elle donne des résultats qui concordent avec les mesures de conductibilité, quand on calcule le nombre  $n$  en supposant que la

(1) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 1907.

(2) *Ann. de Chim. et de Phys. et Comp. rend.*, 1907.



particule dissoute non dissociée soit certainement  $\text{NaCl}$  et non pas un multiple de cette formule. Elle paraît être en défaut pour les sulfates métalliques, car, dans les sulfates chromiques, il n'existe pas de rapport entre  $A$  et le degré d'ionisation. Quant aux sulfates des métaux bivalents, l'estimation du nombre  $n$  des particules dissoutes devrait se faire d'après la formule  $(\text{SO}^4\text{M})^2$  et non d'après la valeur moléculaire hypothétique  $\text{SO}^4\text{M}$ , et le calcul ainsi modifié donnerait un total inférieur à celui que l'on admet généralement pour une même valeur de  $n$ .

Ces contradictions ne se limitent pas aux solutions aqueuses. La solution du chlorure de zinc dans l'éther conduit à une formule voisine de  $(\text{ZnCl}^2)^4$ , malgré les ions libres accusés par la conductibilité de cette solution. Il est vrai que, d'après M. Lespieau, cet agrégat se dissocie, mais les particules salines restées libres sont loin d'atteindre aux dilutions extrêmes, la forme simple  $\text{ZnCl}^2$ , même en comptant à cet état les ions  $\text{Zn}$  et  $\text{Cl}$  accusés par la conductibilité. Au contraire, dans le même solvant, le chlorure ferrique, supposé non ionisé, prend la valeur  $\text{FeCl}^3$  en opposition avec la densité de vapeur  $\text{Fe}^2\text{Cl}^6$  déterminée vers  $500^\circ$ , sous une pression équivalente dans les deux cas. Il est donc probable que la constante cryoscopique, qui sert de base aux calculs, correspond déjà à un agrégat de molécules chimiques.

Et en effet, de ce que l'abaissement cryoscopique moléculaire de l'acide chlorhydrique est double de celui de l'acide acétique et de l'alcool, on conclut que  $\text{HCl}$  est dissocié en ions  $\text{H}$  et  $\text{Cl}$ ; mais l'acide acétique est précisément un des corps qui ont motivé les études de Cahours; c'est le type des composés dont la molécule se complique à mesure que la température s'abaisse. Sa molécule vers  $20^\circ$ , estimée d'après la densité de vapeur, c'est-à-dire d'après l'hypothèse d'Avogadro, est voisine de  $(\text{C}^2\text{H}^4\text{O}^2)^2$ . Les plus illustres observateurs, Ramsay, Raoult, ont retrouvé cette valeur dans des conditions tout à fait différentes. L'étude de ces variations me semble indiquée pour aider à dénouer le nœud de cette question difficile de la valeur de la particule dissoute, dont *l'état de condensation joue un rôle important en chimie*, comme on l'a vu par l'étude des sulfates dissous.

En résumé, la cryoscopie attribue à la particule dissoute une valeur qui s'accorde avec les propriétés et avec les dédoublements chimiques les mieux précisés.

Cette particule est le plus souvent formée par un agrégat de mo-

lécules chimiques, conformément à la règle de Cahours, qui régit l'état de vapeur aux basses températures.

L'hypothèse des ions, nécessitée par une assimilation contestable des corps dissous aux vapeurs parfaites, est insuffisante dans certains cas.

Ces conclusions déjà anciennes semblent confirmées par les récentes déterminations de M. Fouard, qui prouvent que l'extension à l'osmose de la formule du gaz  $PV = RT$  est loin de se vérifier aussi rigoureusement qu'on l'admet <sup>(1)</sup>.

Berthelot avait donc raison d'affirmer que la scission d'une molécule en ions était hors de proportion avec une cause aussi faible qu'un phénomène de dissolution, car la corrélation observée par M. Arrhénius entre la conductibilité et le nombre anormal des particules dissoutes, origine de cette hypothèse, est souvent en défaut (sulfates chromiques, sels de zinc...). La conductibilité électrique dépend plutôt d'une dissociation de la particule dissoute. Quand celle-ci est polymoléculaire et stable, elle est imperméable au courant électrique ; dès qu'elle se dissocie en molécules  $\text{NaCl}$  ou  $\text{Cr}^2 \text{SO}^1)^3$ ..., elle devient conductrice au fur et à mesure. Dans cet ordre d'idées, si les sulfates chromiques sont inégalement conducteurs, cela tient à la nature différente de leur molécule complètement libérée par l'eau, et non pas à une dissociation plus ou moins grande en ions.

---

#### LES ESSAIS DU POUVOIR CALORIFIQUE DU GAZ D'ÉCLAIRAGE A PARIS <sup>(2)</sup> ;

Par M. P. LAURIOL.

Au début, le principal emploi du gaz d'éclairage a été l'alimentation des becs à flamme. Aussi les cahiers des charges prévoient exclusivement des essais de pouvoir éclairant avec becs à flamme. Malgré l'extension croissante de l'emploi du gaz pour le chauffage et la force motrice, il en a encore été ainsi jusqu'à ces dernières années. On pouvait alléguer, il est vrai, que le pouvoir éclairant, tel qu'on le mesurait, donnait jusqu'à un certain point une idée de la valeur du gaz comme agent de chauffage et de force motrice.

---

<sup>(1)</sup> Voir ce vol. page 627.

<sup>(2)</sup> Communication faite à la Société française de Physique, séance du 7 avril 1911.

Depuis que le développement de l'éclairage par incandescence a à peu près supprimé l'emploi des becs à flamme, on s'est dit que les essais de pouvoir éclairant étaient chose du passé, et que, pour le présent et l'avenir, il fallait trouver d'autres méthodes d'essai donnant une idée plus exacte de la valeur du gaz en vue des nouveaux besoins. En Allemagne, les essais du pouvoir éclairant sont abandonnés depuis plusieurs années. En Angleterre, on renonce plus difficilement aux habitudes consacrées par une longue tradition; les essais du pouvoir éclairant sont encore les seuls réglementaires, sauf quelques cas exceptionnels (un seul à notre connaissance), où les essais de pouvoir calorifique leur sont juxtaposés; mais un mouvement d'opinion assez accentué se produit en faveur d'un changement. A Paris, au moment où nous rédigeons le cahier des charges actuellement en vigueur, nous n'avons pas osé rompre complètement avec le passé, abandonner une méthode qui, malgré ses défauts, avait l'avantage d'être connue, pour une méthode dont on n'avait pas encore l'expérience pratique. Nous avons conservé les anciennes épreuves de pouvoir éclairant, mais y avons adjoint des épreuves de pouvoir calorifique; quelques villes de France ont fait de même lorsqu'elles ont eu à renouveler leurs concessions; l'expérience étant aujourd'hui plus complète, il est vraisemblable que nous nous acheminons vers la suppression des essais de pouvoir éclairant.

\*  
\* \*  
\*

Un gaz donné n'a pas de pouvoir éclairant à proprement parler; il a tel pouvoir éclairant s'il est brûlé dans tel appareil suivant telle méthode; changeons l'appareil ou la méthode, le pouvoir éclairant changera. Les divers pays ont adopté des procédés divers pour les essais de pouvoir éclairant. Chacun en soi est aussi justifié que les autres; mais les chiffres donnés par les divers procédés ne sont pas toujours proportionnels; il n'est même pas sûr que les chiffres obtenus pour différents gaz par ces divers procédés se rangent toujours dans le même ordre. En tous cas chaque procédé n'est bon que pour le gaz type en vue duquel il a été établi ou pour des gaz qui en diffèrent peu; quels résultats obtiendrait-on, par exemple, en essayant l'acétylène avec l'appareil réglementaire de Paris ou de Londres? Ajoutons à cela l'incertitude qu'on peut avoir sur la constance de l'étalon lumineux. Quand on a pratiqué ces sortes de questions, on ne peut qu'admirer

l'instruction de Dumas et Regnault qui, depuis 1855, régit la France et quelques autres pays. On ne peut qu'admirer comment les illustres savants ont résolu un problème aussi fuyant, et donné des règles correspondant le mieux possible avec les besoins de leur époque. Mais depuis 1855 les temps ont marché et les besoins se sont modifiés.

Les détails de fabrication qui assurent soit le pouvoir éclairant, soit le pouvoir calorifique ne sont pas les mêmes. Si l'on s'attache à donner un fort pouvoir éclairant, on fait une dépense aujourd'hui superflue ; en s'attachant simplement à donner un bon pouvoir calorifique, on réalise une importante économie sans préjudice pour la généralité des consommateurs ; avec un gaz ayant le pouvoir calorifique prescrit au cahier des charges on aura toujours un pouvoir éclairant suffisant pour les rares consommateurs qui s'attardent encore dans l'emploi des becs à flamme, brûlent le gaz dans des appareils grossiers, et sont loin d'en utiliser les qualités.

\* \* \*

« Le pouvoir éclairant est inexistant ; dans la mesure où on lui donne une existence plus ou moins artificielle, il n'indique pas la valeur du gaz pour les emplois actuels ; le contraire a lieu pour le pouvoir calorifique. » Telle est la forme simplista sous laquelle on est parfois tenté de résumer la question. En réalité, les choses sont plus complexes.

Il est bien exact que le pouvoir calorifique d'un gaz, une fois définies les conditions de la combustion, a une valeur bien nette pour un gaz donné, indépendante des procédés de mesure plus ou moins perfectionnés qui nous permettent de l'évaluer ; la mesure de ce pouvoir calorifique permet de comparer des gaz de composition très dissemblables. On n'en saurait conclure de façon absolue que le chiffre trouvé donnera toujours une mesure absolument exacte de la valeur du gaz pour le consommateur.

Tout d'abord le pouvoir calorifique peut être défini de bien des façons. La combustion peut se faire sous volume constant, sous pression constante, etc., ce volume ou cette pression peuvent avoir des valeurs différentes. En général, on suppose les produits de la combustion ramenés à leur température initiale, mais cette température initiale peut avoir diverses valeurs. Certains produits de la combus-

tion, l'eau par exemple, peuvent se trouver finalement dans des états physiques différents, etc., etc. Scientifiquement, toutes ces définitions se valent; mais, si elles ne donnent pas des valeurs proportionnelles, si parfois elles ne rangent pas les différents gaz dans le même ordre, laquelle devra être considérée comme mesurant la valeur du gaz?

D'autres considérations viennent encore compliquer le problème.

Prenons d'abord le cas du chauffage proprement dit par combustion dans l'oxygène sous pression constante, l'oxygène (ou l'air) étant en quantité exactement suffisante pour la combustion. Nous pouvons supposer l'opération divisée en deux phases: 1° combustion dans une enceinte athermane; 2° transmission de chaleur aux corps que l'on veut chauffer. Dans la première phase, les produits de la combustion atteindront une certaine température, dite température de combustion, différente suivant que la combustion se fera avec de l'oxygène pur, avec de l'air, etc. La quantité de chaleur utilisable pour le chauffage sera nulle s'il s'agit d'opérations s'effectuant à une température égale ou supérieure à la température de combustion; elle ira en croissant à mesure que la température des corps à chauffer s'abaissera plus près de la température initiale. Tel gaz ayant un grand pouvoir calorifique et une température de combustion peu élevée sera supérieur à tel autre ayant les propriétés inverses s'il s'agit de tiédir de l'eau; il lui sera inférieur s'il s'agit de fondre du platine.

Pour l'éclairage par incandescence, une température de combustion élevée est une condition primordiale. Il faut de la chaleur, et il la faut à haute température; les phénomènes sont d'ailleurs assez complexes.

La combustion du gaz dans un moteur offre une série de phases diverses, soit avec les moteurs à explosion, soit avec les moteurs genre Diesel. En tout cas, la combustion a une allure assez différente de celle qu'elle présente dans les calorimètres.

En résumé, et à condition de ne pas donner aux mots un sens trop précis, la valeur d'un gaz dépend de son pouvoir calorifique et de sa température de combustion. L'ensemble de ces deux facteurs peut donner aux gaz un classement différent, suivant que la combustion se fait dans l'oxygène pur ou dans l'air.

\*  
\*  
\*

Théoriquement il n'existe aucun procédé calorimétrique ou autre pouvant à lui seul mesurer rigoureusement la valeur d'un gaz, valeur variable suivant le mode d'emploi. Mais, pratiquement, pour les trois modes d'emploi principaux, éclairage à incandescence, chauffage, force motrice, un essai de pouvoir calorifique donnera une mesure suffisante de cette valeur, bien préférable dans tous les cas à celle qu'eût donné un essai de pouvoir éclairant, et, en soi, susceptible d'une définition plus précise et d'une mesure plus exacte.

Le pouvoir calorifique que nous mesurons est le pouvoir calorifique du gaz brûlant sous pression constante, la pression ambiante; le gaz et l'air sont pris à la température ambiante et les produits de la combustion sont ramenés à cette même température; l'eau produite reste finalement à l'état de vapeur. Ainsi défini, ce pouvoir calorifique reste le même, que la combustion se fasse à l'air ou à l'oxygène pur, que ces gaz soient strictement dosés ou admis en excès.

La combustion sous pression constante correspond assez exactement à ce qui se produit dans la généralité des appareils de chauffage et d'éclairage. Elle correspond moins bien à ce qui se produit dans les moteurs.

En ramenant les produits de la combustion à la température initiale, on retire bien le maximum de chaleur qu'il est possible de retirer. Ces conditions correspondent assez exactement à ce qui se passe dans un chauffage à basse température (tiédissement de l'eau, chauffage d'appartement, etc.); ils correspondent moins bien à ce qui se passe dans les chauffages à haute température (fusion des métaux, ou éclairage par incandescence).

Bien que manquant de données formelles à ce sujet, nous admettons que le pouvoir calorifique ainsi défini et rapporté à une même masse de gaz est indépendant de la pression (constante dans une même expérience, mais variable d'une expérience à l'autre) ainsi que de la température initiale (pourvu qu'on revienne finalement à cette température initiale), cela, tout au moins, tant que la température et la pression n'éprouvent que des variations usuelles. Nous faisons des corrections de température et de pression, mais dans un autre but: après avoir mesuré le pouvoir calorifique de la masse de gaz qui occupe 1 mètre cube à la température et à la pression de l'expérience, nous en déduisons le pouvoir calorifique *de la masse de gaz qui, à 0° C. et à 760 millimètres, occuperait 1 mètre cube.*

\* \* \*

Une question plus délicate était le choix entre le pouvoir calorifique fort ou le pouvoir faible (eau condensé ou eau vaporisée). La question a peu d'intérêt pratique lorsque les gaz à comparer sont de compositions peu différentes ; elle pourrait en avoir s'il y avait à comparer des gaz de compositions notablement différentes, gaz de houille, gaz à l'eau, gaz pauvre, acétylène, gaz d'huile, etc.

Supposons la combustion sous une pression constante voisine de l'atmosphère, la température ambiante étant voisine de 15° et les produits de la combustion étant ramenés à cette température. Si l'on admet la quantité d'air (ou d'oxygène pur) exactement nécessaire pour les besoins de la combustion, les produits de la combustion, y compris l'azote contenu dans l'air, n'entraîneront à cette température qu'une quantité de vapeur négligeable ; la presque totalité de l'eau produite se sera condensée en cédant sa chaleur latente ; la chaleur totale disponible correspondra au pouvoir calorifique fort. Si l'air est admis en excès, il n'emportera par lui-même aucune chaleur, puisqu'il s'échappe à la température initiale, mais il permettra à une plus grande quantité d'eau de rester à l'état de vapeur ; avec une quantité d'air suffisante, toute l'eau serait entraînée à l'état de vapeur ; on serait ici conduit à préférer le pouvoir calorifique faible. Mais cet excès d'air, sans inconvénient si tous les produits s'échappent à une température rigoureusement égale à la température initiale, entraîne au contraire une perte de chaleur importante pour peu que cette égalité ne soit pas réalisée ; l'opération ainsi conduite serait mal conduite et ne doit pas entrer en ligne de compte. En résumé, dans un chauffage à basse température, rationnellement mené, c'est plutôt le pouvoir calorifique fort qui serait à considérer. Tel serait, approximativement, le cas d'un chauffe-bain.

Dans le chauffage des appartements, avec ou sans cheminée d'évacuation, l'eau produite reste à l'état de vapeur ; nous aurions à considérer plutôt le pouvoir calorifique faible.

Dans des chauffages à 100° et au-dessus, depuis la cuisson du pot-au-feu jusqu'à la fusion des métaux et à l'éclairage par manchons à incandescence, l'eau produite reste à l'état de vapeur ; le pouvoir calorifique faible serait, entre les deux, celui auquel il faudrait donner la préférence. Mais, d'après ce que nous avons dit plus haut, le pouvoir calorifique fort comme le pouvoir calorifique faible donnera une idée d'autant moins exacte de la valeur du gaz qu'il s'agira de chauffage à plus haute température.

A la suite de ces diverses considérations, on peut hésiter entre le pouvoir fort et le pouvoir faible. La raison qui nous a fait choisir le pouvoir faible est la plus grande exactitude possible dans la mesure.

Le gaz est toujours brûlé avec un assez grand excès d'air. Suivant la quantité d'air admise, suivant le degré d'humidité avant l'admission au bec, suivant la température finale des gaz à la sortie du calorimètre, cet air entraînera à l'état de vapeur une plus ou moins grande partie de l'eau formée dans la combustion, et la chaleur cédée, mesurée au calorimètre, sera diminuée de la chaleur latente correspondante. Dans la mesure du pouvoir fort (eau condensée), on admet que toute l'eau formée est condensée, et on mesure simplement la chaleur fournie au calorimètre ; rien ne vient compenser l'erreur ci-dessus. Dans la mesure du pouvoir faible (eau vaporisée), après avoir mesuré la chaleur cédée au calorimètre, on en retranche la chaleur latente de l'eau condensée, recueillie et pesée à cet effet ; si une certaine quantité d'eau est entraînée à l'état de vapeur, la chaleur fournie au calorimètre diminue, mais la correction diminue de la même quantité et le résultat final n'est pas modifié.

En résumé nous devons évaluer la chaleur dégagée par la combustion sous pression constante de la masse de gaz qui occuperait 1 mètre cube à 0° et à 760 millimètres de pression, les produits de la combustion étant ramenés à la température initiale, l'eau produite étant vaporisée.

\*  
\* \* \*

Ce programme établi, il fallait fixer des règles à suivre, non par un savant dans son laboratoire, mais par des agents d'instruction moyenne faisant un grand nombre de mesures, en n'étant soumis qu'à la surveillance intermittente de leurs chefs. L'expérience faisant défaut, les règles n'ont été données qu'à titre provisoire et pourront être retouchées soit d'après l'avis de ceux qui auront eu à les mettre en œuvre, soit d'après les avis venus du dehors et qui seront accueillis avec reconnaissance.

Pour l'élaboration de ces règles, nous avons eu à collaborer avec l'éminent ingénieur de la Société du Gaz de Paris, M. Émile Sainte-Claire Deville ; sa haute science, sa grande expérience en ces questions nous ont fourni de précieux conseils. Le détail des procédés, les nombreux perfectionnements ou créations dans les appareils et



méthodes de mesures sont dus pour la plus grande part à M. Girard, chef du laboratoire municipal de l'éclairage de la ville de Paris et à son personnel.

\* \* \*

Beaucoup de détails que nous fixons plus bas, certains chiffres, comme le débit de gaz et le débit de l'eau dans le calorimètre, etc., n'ont rien de sacramentel, et pourraient, semble-t-il, être modifiés sans grand inconvénient. Nous les avons fixés au jugé, d'après ce qui a paru le plus exact et le plus commode, afin de donner aux opérateurs une règle bien précise et de rendre tous les résultats comparables entre eux.

Comme calorimètre, on avait le choix entre deux catégories, les bombes et les chauffe-bains. De l'aveu de divers physiciens expérimentés, les bombes ne peuvent guère être maniées que par des savants; aux mains d'un personnel moyennement instruit, elles peuvent donner des résultats inexacts. De plus, la combustion s'y opère sous volume constant et non sous pression constante, et les pressions initiale et finale sont notablement supérieures à la pression atmosphérique; autant de conditions qui s'écartent de celles dans lesquelles se fait habituellement la combustion du gaz d'éclairage. Nous nous sommes en conséquence arrêté aux calorimètres genre chauffe-bain.

Dans cette catégorie, les constructeurs présentent deux modèles basés sur le même principe, ne différant que par des détails de construction, et paraissant tous deux devoir donner satisfaction: le type Boys et le type Junckers. Entre les deux on pouvait hésiter. Le type Boys n'est guère construit ni employé qu'en Angleterre; le type Junckers est construit un peu partout sur le continent européen et est un peu plus connu des gaziers français. Telles sont les raisons, assez faibles, qui nous ont fait préférer le type Junckers.

Dans ce calorimètre, l'eau circule de bas en haut dans un récipient annulaire limité entre deux cylindres concentriques verticaux. Le gaz brûle au bas de l'espace cylindrique central, s'élève dans cet espace, redescend par une série de tubes verticaux, formant une nappe cylindrique placée au milieu de l'espace où circule l'eau; puis il s'échappe dans l'atmosphère. Un jeu de robinets permet de recueillir: d'une part, l'eau qui a circulé dans le calorimètre pendant la combustion d'un volume donné de gaz; d'autre part,

l'eau qui s'est condensée sur les parois du calorimètre ; ces quantités sont pesées. Les volumes de gaz brûlés sont mesurés au compteur ; des thermomètres placés à l'entrée et à la sortie de l'eau mesurent son échauffement ; de la quantité de chaleur ainsi cédée à l'eau qui a circulé dans le calorimètre, on retranche la chaleur latente de l'eau qui s'est condensée ; on obtient ainsi le pouvoir calorifique faible de 1 mètre cube de gaz mesuré à la température et à la pression ambiantes. La température et la pression de ce gaz sont mesurées, et l'on en déduit facilement le pouvoir calorifique de 1 mètre cube de gaz à 0° et à 760 millimètres.

\*  
\* \*

Avec un débit de gaz trop faible, les opérations auraient été trop longues, ou bien les mesures relativement peu exactes. Avec un débit trop fort, on eût risqué une transmission trop incomplète de la chaleur, une erreur due à ce que les produits de la combustion et l'air en excès s'échappant à haute température auraient emporté une partie importante de la chaleur à mesurer. Le débit a été fixé à 60 litres par heure. Une fois qu'il a été réglé, un régulateur empêche les variations un peu importantes dues aux variations de la pression du gaz dans les conduites des rues.

La quantité à brûler pour chaque essai a été fixée à 6 litres. Le compteur de précision a été construit spécialement de façon à donner exactement 6 litres par tour de volant. Chaque expérience partielle commence et finit en même temps qu'un tour de volant, on évite ainsi les erreurs qui pourraient être dues à la dissymétrie de ce volant. On recueille, on pèse l'eau circulant dans le calorimètre exactement pendant une révolution du volant.

En mesurant l'eau condensée pendant une aussi faible durée, une erreur était à craindre : la quantité d'eau restant accrochée aux parois du calorimètre peut varier et donner une erreur relativement importante. Cette erreur absolue reste constante ; on en diminue l'importance relative en mesurant l'eau condensée pendant la combustion non plus de 6 litres, mais de 60 litres de gaz. Pour les mesures calorimétriques proprement dites, on fait, chaque fois sur 6 litres, trois mesures qui, avec les intervalles qui le séparent, correspondent au passage de 60 litres, et on prend la moyenne. L'eau condensée correspondant à ces 60 litres est recueillie et pesée en

une seule fois, et on applique à la moyenne précédente la correction ainsi trouvée.

L'élévation de température admise pour l'eau est réglée approximativement à 8 degrés; trop faible, elle ne pourrait plus être mesurée avec une précision suffisante; trop forte, elle eût pu amener des erreurs soit par le rayonnement du calorimètre, soit par l'échappement des produits de la combustion et de l'air en excès à une température trop élevée au-dessus de la température ambiante.

Pour diminuer les erreurs dues au rayonnement du calorimètre, les températures initiale et finale de l'eau doivent avoir une moyenne sensiblement égale à la température ambiante. Un réservoir d'eau, rempli la veille après l'expérience précédente, a eu le temps de prendre la température ambiante, toujours plus élevée que celle des conduites d'eau en ville (le laboratoire est chauffé à une température de 13° à 18°). Par une addition d'eau fraîche, on arrive à amener la température d'entrée de l'eau dans le calorimètre à 4 degrés environ au-dessous de la température ambiante. Par le réglage du débit d'eau à travers le calorimètre, on amène la température de sorties à 4 degrés au-dessus de la température ambiante.

Avec la différence de 4 degrés entre la température ambiante et la température de sortie de l'eau, on peut s'assurer que la chaleur emportée par les gaz, même avec un grand excès d'air, n'entraîne pas pour l'évaluation du pouvoir calorifique une erreur sensible, étant donné le degré de précision que comporte l'expérience.

Il est bien entendu qu'on ne procède à aucune mesure qu'après avoir établi un régime bien stable comme débit de gaz et d'eau, comme températures, et après que les parois du calorimètre sont chargées de l'eau de condensation qu'elles peuvent retenir accrochée.

\*  
\* \* \*

La pesée de l'eau de circulation et de l'eau condensée n'appelle aucune observation; on dispose couramment de moyens beaucoup plus précis qu'il n'est nécessaire. Il suffit de bien manœuvrer les robinets aux moments voulus, correspondant au début et à la fin du passage, soit de 6 litres, soit de 60 litres de gaz.

La mesure des volumes de gaz se fait comme nous avons vu, au

compteur, par tours entiers du volant. Le compteur est périodiquement vérifié au moyen de la clepsydre.

L'élévation de température de l'eau reste voisine de 8 degrés. Si l'on veut une précision de 1 0/0, chacune des deux températures, entrée et sortie, doit être évaluée à moins de 0,04 de degré près. Les thermomètres ont été construits spécialement pour ces essais. Ils sont divisés en dixièmes de degré, intervalle correspondant à une longueur d'environ 0<sup>mm</sup>,7. La lecture à la loupe permet d'apprécier le centième de degré. Le Bureau international des Poids et Mesures a bien voulu nous donner de précieux conseils pour la construction de ces thermomètres, et, mieux encore, les vérifier tous et établir leurs tables de correction. L'exactitude à 0,01 de degré près est ainsi largement garantie; cette précision est bien supérieure à celle que nous pouvons utiliser, étant donné le degré de précision des autres mesures.

Nous obtenons ainsi le pouvoir calorifique du mètre cube de gaz avec les valeurs actuelles de la température et de la pression; reste à mesurer ces valeurs et à faire la correction pour ramener à 0° et 760 millimètres.

La température est mesurée par un thermomètre placé sur le côté du compteur.

Pour mesurer la pression du gaz, on aurait pu mesurer la pression barométrique (généralement en millimètres de mercure), puis la pression du gaz par rapport à l'air (généralement en millimètres d'eau) et ajouter. Un procédé plus simple consiste à mettre la surface inférieure du mercure du baromètre en communication non plus avec l'atmosphère, mais avec le gaz lui-même; la lecture du baromètre donne alors immédiatement la pression à laquelle le gaz est soumis.

La pression et la température étant connues, on peut faire la correction d'une première façon : une table à double entrée donne, en fonction de  $t$  et de  $h$ , le facteur de correction par lequel il faut multiplier le pouvoir calorifique trouvé  $C_{t,h}$  pour obtenir le pouvoir calorifique corrigé  $C_{0,760}$ . Mais on peut opérer plus rapidement encore. Nous avons :

$$\frac{C_{0,760}}{C_{t,h}} = \frac{760}{h} \left( 1 + \frac{t}{273} \right)$$

ou bien :

$$\log C_{0,760} - \log C_{t,h} = \log \left( 1 + \frac{t}{273} \right) - \log \frac{h}{760}.$$

Il est facile de construire une règle à calcul portant :

Graduation supérieure...	}	1° règle fixe.....	$\log C_{0,760}$ ;
		2° règlette mobile.	$\log C_{t,h}$ ;
Graduation inférieure...	}	3° règlette mobile.	$\log \frac{h}{760}$ ;
		4° règle fixe.....	$\log \left(1 + \frac{t}{273}\right)$ .

On amène le point de la graduation 3° correspondant à  $h$  en regard du point de la graduation 4° correspondant à  $t$ ; en regard du point de la graduation 2° correspondant à  $C_{t,h}$ , on lira sur la graduation 1° la valeur de  $C_{0,760}$ . Un repère tracé sur la règlette et une graduation spéciale tracée au fond de la rainure de la règle fixe permettront d'avoir, lorsqu'on voudra, à titre de renseignement auxiliaire, le facteur de correction :

$$\frac{760}{h} \left(1 + \frac{t}{273}\right).$$

\* \* \*

Avec les données fixées ci-dessus et avec un gaz ayant un pouvoir calorifique voisin du chiffre réglementaire (4.700), le poids d'eau qui circule pendant une mesure, correspondant à 6 litres de gaz brûlé, est de l'ordre de grandeur de 4 kilogrammes ; le poids d'eau condensée pendant la combustion de 60 litres de gaz est de l'ordre de grandeur de 50 grammes.

La précision sur laquelle on peut compter est d'environ 1 0/0. Les plus grandes erreurs paraissent dues au compteur à gaz.

**CONDUCTIBILITÉ DES GAZ A LA PRESSION ATMOSPHÉRIQUE SOUS L'INFLUENCE  
D'UNE HAUTE TENSION ALTERNATIVE ;**

Par M. A. CHASSY.

L'appareil employé T (*fig. 1*) est un condensateur à gaz tout à fait analogue à un tube ordinaire pour ozone comme celui de Berthelot, mais le gaz étudié est l'hydrogène. Avec l'air ou l'oxygène on n'obtient pas de résultats réguliers, car la formation d'ozone fait varier l'état du gaz. Avec l'hydrogène au contraire, en maintenant une tension déter-

minée, le débit reste bien constant, de sorte que l'aspect théorique du phénomène est plus simple. On ne peut d'ailleurs espérer comprendre les relations qui existent entre les diverses grandeurs électriques dans les tubes à ozone qu'en simplifiant les conditions, c'est-à-dire en opérant avec un gaz inerte tel que l'hydrogène.

L'appareil T se compose donc de deux cylindres concentriques en verre servant de diélectriques et dont l'intervalle contient de l'hydrogène à la pression atmosphérique. Le cylindre de plus grand diamètre est recouvert extérieurement d'une feuille d'étain servant d'armature. L'armature interne est formée par une feuille d'étain ou mieux par de l'acide sulfurique contenu dans le cylindre intérieur. Les points A et B sont réunis aux bornes d'un transformateur à haute tension. La fréquence du courant employé varie de 20 à 120 périodes par seconde.

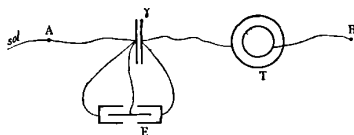


FIG. 1.

Un condensateur dont la capacité  $\gamma$  est grande par rapport aux autres capacités est en série avec le condensateur à gaz T. Un électromètre à quadrants E mesure la différence de potentiel efficace aux bornes de  $\gamma$  par la méthode homostatique. En modifiant la valeur de  $\gamma$  on fait varier la sensibilité, ce qui permet d'obtenir une grande étendue dans l'échelle des mesures du débit. La charge prise par l'électromètre E est négligeable vu sa faible capacité relativement à  $\gamma$ . Soit  $i$  au temps  $t$  l'intensité du courant qui alimente les condensateurs en série T et  $\gamma$ . La variation de charge  $dq = idt$  est la même pour ces deux appareils. L'expression  $i = \frac{dq}{dt}$  montre qu'au moment où le courant s'annule et change de signe la charge est maxima. A chaque instant la charge de T est donc la même que celle du condensateur  $\gamma$  alimenté par le même courant. Par charge de T j'entends la valeur absolue de la charge de l'une des armatures sans m'occuper des phénomènes intérieurs qui peuvent se produire dans le gaz.

Soit Q la valeur efficace de la charge de T à chaque alternance.

C'est aussi celle de  $\gamma$ , et elle se déduit des indications de l'électromètre E par l'équation

$$Q = \gamma v$$

en désignant par  $v$  la valeur efficace de la différence de potentiel aux bornes de  $\gamma$ ,

Soit C la capacité du condensateur à gaz étudié T et V la différence de potentiel efficace aux bornes de cet appareil. On a :

$$Q = CV.$$

On peut donc calculer la capacité C, car la différence de potentiel V est mesurée par un voltmètre électrostatique industriel S dont les bornes communiquent avec les points A et B. On tient compte du voltage  $v$ , qui est d'ailleurs très faible par suite de la grande valeur de  $\gamma$  par rapport à C. Trois types différents de voltmètre S furent employés; mais, leurs indications n'étant pas concordantes ni même dans un rapport constant, il fallait les graduer à nouveau. Pour cela, dans la méthode même de mesure indiquée ci-dessus, au condensateur à gaz T on substitue un condensateur à diélectrique solide dont la capacité, par conséquent, peut être regardée comme constante dans les limites de fréquence utilisées. La charge étant alors proportionnelle au voltage V, la mesure de cette charge permet de rectifier les indications du voltmètre.

En mesurant la capacité C du condensateur à gaz T pour des tensions croissantes, on constate l'existence de deux régimes. Dans le premier, qui a lieu pour les voltages inférieurs à une certaine limite, le tube à gaz T se conduit comme un condensateur ordinaire ne contenant pas de gaz. Quelle que soit la tension, pourvu qu'elle soit inférieure à cette limite, la capacité C reste constante; le gaz se conduit comme un diélectrique parfait. Cette capacité C ne dépend pas en pratique de la nature du gaz.

L'intensité efficace du courant qui alimente le tube à gaz se déduit de l'équation :

$$I = \omega CV = \omega Q,$$

en désignant par  $\omega$  la pulsation. Cette intensité est proportionnelle à la fréquence, à la tension, et elle est également indépendante en pratique de la nature du gaz.

Quand la tension alternative V est suffisante, le gaz devient conducteur. On le reconnaît comme dans les expériences de M. Boutty

sur les gaz raréfiés : 1° à la production d'effluves dans le gaz ; 2° à l'augmentation de la capacité. En calculant par l'équation  $Q = CV$  le facteur C, on ne trouve plus une constante. Ce facteur ne se conduisant plus comme une capacité proprement dite, indépendante du voltage, je l'appellerai capacité apparente. Elle dépend de la nature du gaz.

Le gaz devenant conducteur dans ce second régime, le condensateur T se charge davantage pour une même tension V. Le rapport  $C = \frac{Q}{V}$ , qui était constant dans le premier régime, va en augmentant dans le second. Cela prouve, au moins en apparence, que le gaz devient de plus en plus conducteur. Je laisse de côté toute théorie sur la nature de cette conductibilité.

Voici des exemples numériques :

*Tube A.* — Les diamètres intérieur et extérieur de la colonne gazeuse annulaire ont 22 et 24 millimètres. L'épaisseur de gaz traversée par la décharge est donc 1 millimètre approximativement, car l'épaisseur n'est pas rigoureusement constante. L'épaisseur de chaque cylindre de verre est 2 millimètres. La hauteur des armatures est 184 millimètres environ. Le potentiel efficace V est évalué en volts et la charge efficace Q en microcoulombs.

Dans le premier régime, on a  $C = \frac{Q}{V} = 0,000106$ .

Le second régime commence pour  $V = 2.040$  volts.

Le tableau suivant donne la valeur de la capacité apparente dans le second régime :

V	Q	C × 10 <sup>6</sup>
2 040	0,217	106
2 200	0,469	213
2 400	0,627	261
2 760	0,847	307
3 040	0,997	328
3 760	1,378	366
4 340	1,660	383
6 720	2,855	425
8 700	3,78	435
10 360	4,55	439
11 600	5,12	441
14 200	6,24	439
16 400	7,19	438
19 000	8,36	440



*Tube B.* — Les diamètres intérieur et extérieur de la colonne gazeuse ont 22 et 36 millimètres. L'épaisseur de gaz traversée par la décharge est donc 7 millimètres. La hauteur des armatures est 216 millimètres.

Dans le premier régime on a  $C = 0,000029$ .

Le second régime commence pour  $V = 6.960$  volts.

V	Q	$C \times 10^6$
6 960	0,204	29
7 200	0,288	40
7 900	0,622	79
8 700	1,149	132
10 280	3,20	312
14 800	4,15	480
17 740	8,70	519
19 500	10,61	544
21 420	11,70	546
25 000	13,70	547

Représentons l'allure de ces différents résultats par une courbe (*fig. 2*) en portant en abscisses la tension  $V$  aux bornes de  $T$  et en ordonnées la capacité apparente  $C$ .

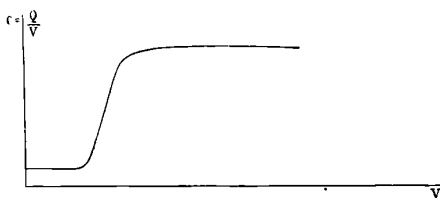


FIG. 2.

A mesure que  $V$  augmente, on voit que le rapport  $\frac{Q}{V}$ , dans le second régime, augmente rapidement d'abord, puis de plus en plus lentement pour tendre vers une limite. En pratique, ce rapport devient constant pour les potentiels suffisamment élevés ; c'est, il me semble, ce qui constitue le fait le plus important.

Ces résultats modifient une partie de ma note des *Comptes rendus* de juillet 1909. Mes expériences actuelles sont plus précises, car j'ai rectifié la graduation de mes voltmètres. Elles sont plus étendues, car j'ai eu à ma disposition des potentiels plus élevés. En portant en ordonnée  $Q$  ou bien le débit qui lui est proportionnel, le second régime n'est pas représenté par une droite, mais par une ligne tour-

nant sa concavité vers l'axe des tensions. On n'a d'ailleurs pas un coude rigoureusement brusque au changement de régime. La courbe obtenue en portant  $\frac{Q}{V}$  en ordonnée paraît plus intéressante à cause de l'existence d'une limite.

La fréquence a peu d'influence sur la valeur de la capacité réelle ou apparente  $\frac{Q}{V}$ , ou du moins je n'ai pu la mettre en évidence. Aussi bien dans le second régime que dans le premier, pour une tension  $V$  donnée, la quantité d'électricité mise en jeu pendant chaque alternance est indépendante de la fréquence, à l'approximation près de ces expériences.

Considérons maintenant le débit dans le second régime. Pendant chaque alternance, comme la charge totale oscille entre les valeurs extrêmes  $+Q_0$  et  $-Q_0$ , il en résulte que le débit électrique moyen est proportionnel à  $Q_0$  et au nombre d'alternances par seconde. Soit  $\omega$  la pulsation. Entre les valeurs efficaces du débit et de la charge, on a la relation  $I = \omega Q$ . Cette formule, rigoureuse dans le premier régime, ne l'est plus dans le second. Par suite de la conductibilité acquise par le gaz, le tube  $T$  ne se conduit plus comme un condensateur parfait, et, en supposant que la tension  $V$  soit sinusoïdale, la charge  $Q$  et le débit  $I$  ne le sont pas. Toutefois cette formule est suffisante pour donner une idée du phénomène. Elle me paraît justifiée pour les grandes tensions, car la capacité apparente  $C$  étant alors sensiblement constante se conduit comme une capacité proprement dite. Posons donc :

$$I = \omega Q = \omega CV.$$

La capacité apparente, pour une tension  $V$  donnée, étant indépendante de  $\omega$ , on conclut que, pour une même tension, le débit est proportionnel à la fréquence comme dans le premier régime. Comme  $C$  est variable, le débit n'est pas proportionnel à  $V$ . Il présente la même allure que  $Q$  et, pour les grandes tensions, il devient proportionnel à  $V$ , car  $C$  devient constant.

Le gaz devenant de plus en plus conducteur, il est intéressant de voir si sa conductibilité, à la limite, c'est-à-dire pour les fortes tensions, est comparable à celle d'un liquide peu conducteur comme l'eau ou l'alcool. Je ne considère ici que la conductibilité apparente.

Pour apprécier la différence entre les deux sortes de conducteurs,

il est nécessaire d'opérer sur des épaisseurs de gaz assez grandes. L'expérience n'est pas assez sensible si l'épaisseur est faible. Je trouve toujours une capacité apparente plus petite avec le gaz qu'avec le liquide. J'attribuais autrefois cette différence au manque de précision et de sensibilité de l'expérience. En opérant avec de plus grandes épaisseurs de gaz, j'ai vu avec certitude que, même pour les plus fortes tensions, la capacité apparente est inférieure à celle que l'on obtient avec un liquide. Voici un exemple pour l'épaisseur de gaz assez grande de 7 millimètres. La capacité maximum avec le gaz est 0,000547; avec un liquide elle est 0,000720. Par suite de la grande section et de la faible longueur de la colonne liquide, la résistance de celle-ci est négligeable, et on obtient la même capacité apparente avec l'eau pure qu'avec un liquide bon conducteur. Il faut bien remarquer que la capacité apparente définie par  $\frac{Q}{V}$  pour un courant alternatif serait diminuée si la résistance du liquide devenait assez grande. Comme le gaz donne une capacité très sensiblement inférieure, il faut conclure que la conductibilité du gaz est très petite par rapport à celle de liquides aussi peu conducteurs que l'eau et l'alcool; elle n'est pas du même ordre de grandeur. Malgré mes efforts, les expériences ne comportent pas une précision suffisante pour chercher des nombres définitifs. D'ailleurs le phénomène de conduction à travers le gaz, dans les conditions où j'opère, n'est pas assez connu, pas assez défini, pour mesurer des constantes dont on ignorerait la signification physique.

Avec l'air, la marche des phénomènes est la même qu'avec l'hydrogène, mais les résultats numériques diffèrent fortement. Le second régime commence pour une tension plus élevée que dans le cas de l'hydrogène. Le rapport de ces deux tensions est 1,51 environ. Ainsi, pour le tube B le second régime commence à 6.960 volts avec l'hydrogène et à 10.500 volts avec l'air.

Dans le premier régime, la capacité est la même naturellement avec l'air qu'avec l'hydrogène; mais, dans le second, l'air se conduit comme moins bon conducteur. Pour les fortes tensions, avec le tube A, la capacité apparente vaut 0,000440 pour l'hydrogène et 0,000415 pour l'air. Avec le tube B dont l'épaisseur de gaz est bien plus grande, les capacités maximums pour l'hydrogène et l'air sont 0,000547 et 0,000334. Il est vrai qu'avec l'air les résultats ne sont pas réguliers. Si l'air n'est pas renouvelé, il s'enrichit rapidement en ozone; c'est

alors que la conductibilité est la plus faible. Si, au contraire, on fait passer un courant d'air rapide, le débit augmente, ce qui prouve que l'air est plus conducteur quand il est pur.

La cohésion diélectrique de l'air chargé d'ozone est plus grande que celle de l'air ordinaire. Avec le tube B, le second régime commençait à 10.500 volts avec l'air et à 13.400 volts avec l'air chargé d'ozone par une opération antérieure. Ces nombres, par la nature même du phénomène, ne peuvent être qu'approximatifs.

En considérant successivement l'hydrogène, l'air, l'air ozonisé, on voit : 1° que la cohésion diélectrique va en croissant du premier gaz au dernier, et 2° que la conductibilité va au contraire en décroissant. Le second résultat est peut-être la conséquence du premier, mais je ne veux faire ici aucun essai de théorie.

---

#### ÉTUDE DE L'AIMANTATION DES CORPS FERROMAGNÉTIQUES AU-DESSUS DU POINT DE CURIE <sup>(1)</sup>

Par MM. PIERRE WEISS et G. FOEX.

*Magnétite.* — Les expériences ont porté sur trois échantillons de magnétite artificielle, préparée en grillant au chalumeau à oxygène et gaz d'éclairage de l'oxyde de fer  $Fe^2O^3$  chimiquement pur. A haute température cet oxyde perd de l'oxygène en donnant de la magnétite.

On évite la réoxydation aux températures peu élevées en enfermant les échantillons dans des enveloppes de platine que l'on soude ensuite au chalumeau. Une tige soudée à l'enveloppe permet de fixer le tout au tube de silice.

Deux des échantillons (1 et 2), qui avaient probablement été maintenus en fusion pendant un temps trop court, pour chasser tout l'oxygène en excès, ont donné des résultats irréguliers aux températures supérieures à 700°. On trouvait bien en apparence une courbe unique pour représenter  $\chi$  en fonction de T, mais cette courbe se déplaçait d'une série d'expériences à l'autre.

Les résultats donnés par l'échantillon 2 qui, au-dessous de 700, se placent sur une courbe unique et concordent avec ceux de l'échan-

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 3 mars 1911, voir ce vol. p. 274.

tillon 3 ont été conservés. Ce dernier échantillon a été préparé avec plus de soin. On a maintenu la fusion jusqu'à cessation complète du dégagement d'oxygène. Aussi a-t-il toujours donné des résultats concordants.

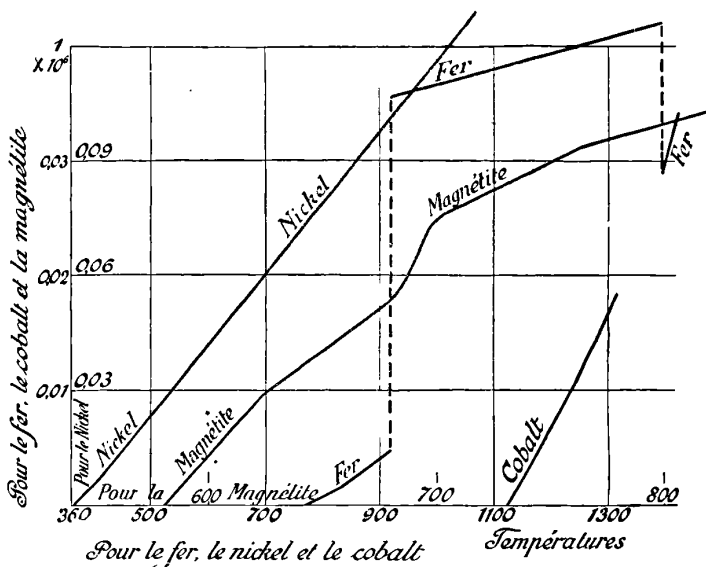


FIG. 1.

Les résultats ont été représentés dans la *fig. 1*, dans laquelle les températures ont été portées en abscisses et les inverses des coefficients d'aimantation spécifique en ordonnées <sup>(1)</sup>. On obtient ainsi une ligne droite toutes les fois que la loi théorique :

$$\chi(t - \theta) = C$$

est satisfaite, et la constante de Curie  $C$  est l'inverse du coefficient angulaire de la droite.

La *fig. 1* montre que les observations se placent sur quatre droites successives dont la première et la seconde ainsi que la troisième et la quatrième se juxtaposent exactement, tandis que le passage de la seconde à la troisième se fait par une région de transition d'une trentaine de degrés, dans laquelle la courbe a un point d'inflexion.

<sup>(1)</sup> Voir, pour la reproduction détaillée des résultats des mesures, *Archives des sc. phys. et nat.*, 4<sup>e</sup> période, t. XXXI, p. 89: Genève, 1911.

Nous désignerons les régions analogues que nous rencontrerons à plusieurs reprises dans la suite par la lettre  $\psi$ . Ces quatre droites caractérisent quatre états de la magnétite.

Nos mesures s'arrêtent à 900°. Les tentatives que nous avons faites pour les étendre au delà n'ont pas été satisfaisantes ; les différentes séries de mesures faites avec les différents échantillons, ou aussi avec le même, donnant des droites à peu près parallèles entre elles, mais nettement déplacées les unes par rapport aux autres. Peut-être cela est-il dû à des faux équilibres entre différents états physiques de la matière. Les expériences de Curie, sur lesquelles on reconnaît la trace des mêmes complications, s'étendent jusqu'à 1.360°. D'après lui, aux températures les plus élevées, la substance est purement paramagnétique avec un coefficient d'aimantation spécifique inversement proportionnel à la température absolue. En adoptant les mesures de Curie, avec lesquelles les quelques déterminations que nous avons faites dans la même région s'accordent suffisamment, jusqu'à ce que la cause des irréversibilités thermiques ait été élucidée, on serait amené à ajouter au diagramme une cinquième droite qui passerait par le zéro absolu. Les données concernant ces cinq droites sont réunies dans le tableau suivant :

TABLEAU I

Intervalle de température	Point de Curie (température absolue)	Constante de Curie
581° — 622°	581° + 273°	0,00445
622 — 680	558 + 273	0,00682
680 — 710 (Région $\psi$ )	—	—
710 — 770	433 + 273	0,0105
770 — 900	194 + 273	0,0180
900 — 1360 (Curie)	0	0,028

Ces données ont été déterminées graphiquement. Remarquons encore que les expériences de Curie, qui étaient trop écartées et trop peu précises pour lui permettre de reconnaître les changements de caractère du phénomène, donnent du côté des températures les plus basses une constante  $C = 0,00456$ , qui concorde bien avec la nôtre 0,00445, quoique le point  $\theta = 537^\circ + 273^\circ$ , trouvé par Curie soit notablement plus bas.

*Nickel.* — Les mesures ont été faites sur un échantillon de nickel pur de Merck. Il était taillé sous forme d'ellipsoïde et fixé sur le tube de silice au moyen d'un collier d'argent. Le grand axe de l'ellipsoïde était dans le prolongement du tube (normal au champ).

Les expériences à basses températures ont été faites dans un four à chemise de cuivre. Pour les températures plus élevées, on s'est servi du four en nickel, puis d'un four en platine.

Les résultats ont été les suivants :

En portant  $1 : \chi$  en fonction de  $t$ , on obtient une première partie rectiligne coupant l'axe des températures à  $364^\circ$ , et représentant les expériences jusqu'à  $412^\circ$ . La constante de Curie qui lui correspond est environ 0,0066. Ce n'est sans doute pas un intervalle dans lequel la constante de Curie a une valeur déterminée, mais le commencement d'une région de transition dont l'existence a été reconnue par des expériences spéciales sur les propriétés dans le voisinage immédiat du point  $\theta$ .

Une deuxième droite, qui coupe la première à  $412^\circ$ , en faisant avec elle un petit angle et se prolonge jusqu'à  $870^\circ$ , est caractérisée par  $C = 0,0055$  et  $\theta = 372^\circ$ , déterminés graphiquement.

Une dernière série d'expériences a été faite très rapidement dans le four en platine : elle avait pour but de rechercher d'une façon tout à fait qualitative si la droite précédente se prolonge encore à haute température. Tous les points de cette dernière série sont un peu déplacés par rapport aux précédents vers les hautes températures, probablement par suite d'un réglage défectueux. La valeur moyenne du produit  $\chi (t - \theta)$  pour ces dernières expériences est de 0,00572, c'est-à-dire de 2,5 0/0 supérieur à celle des expériences précédentes. Mais ce produit a sensiblement la même valeur pour le point à  $712^\circ$ , pris dans la région commune et pour le point extrême à  $1.102^\circ$ . Il est donc extrêmement probable que le même état de la matière persiste sans l'apparition d'aucun phénomène nouveau jusqu'au delà de  $1.100^\circ$ . La grande étendue de cet intervalle à propriétés constantes est extrêmement remarquable.

*Fer.* — On s'est servi, pour les mesures sur le fer, de deux échantillons. Le premier, destiné à l'étude du voisinage du point de transformation, où les attractions sont très fortes, était un petit cylindre pesant  $0^{\text{sr}},1176$ . Le deuxième était un ellipsoïde du même fer électrolytique Merck) ; il pesait  $0^{\text{sr}},4682$  et a servi pour les mesures à haute température.

Quand on porte (*fig. 1*)  $1 : \chi$  en fonction de la température, on trouve des droites comme pour les corps précédents, avec la différence que, pour le fer, il y a deux discontinuités aux températures de  $920^\circ$  et  $1.393^\circ$ . Ces températures séparent la première, les régions

du fer  $\beta$  et du fer  $\gamma$  d'Osmond, et la seconde, celles du fer  $\gamma$  et du fer  $\delta$ , ainsi appelé par extension de la même nomenclature, dans laquelle la désignation du fer  $\alpha$  est réservée à l'état fortement magnétique au-dessous du point de Curie.

Il avait semblé possible de généraliser ces désignations en les étendant à tous les corps passant aux diverses températures par différents états magnétiques, et notamment d'appeler d'une manière générale région  $\gamma$ , toute région de paramagnétisme pur caractérisée par un coefficient d'aimantation inversement proportionnel à la température absolue, comme Curie avait pensé que ce fût le cas pour le fer  $\gamma$ . Nos expériences ayant mis hors de doute que celui-ci se comporte en réalité d'une manière différente, il vaut mieux limiter l'emploi de ces notations  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$ , au fer et à ceux de ses alliages où la continuité des propriétés exclut toute ambiguïté et distinguer, pour les corps magnétiques, les régions de ferromagnétisme spontané, de ferromagnétisme sollicité par un champ extérieur et de paramagnétisme.

I. *Région  $\beta$* . — La région  $\beta$  s'étend depuis le point de Curie ( $\theta = 774^\circ$ ) jusque vers  $920^\circ$ .

Deux séries, faites avec des échantillons différents, l'une en faisant baisser la température et l'autre en la faisant monter, ont donné des résultats concordants. La courbe obtenue se compose de deux portions de droites. La première représente les expériences entre  $774^\circ$  et  $828^\circ$ ; elle fournit une constante de Curie égale à 0,0395 et un point  $\theta$  situé à  $774^\circ$ . Dans cette région, que nous appellerons  $\beta_1$ , le coefficient d'aimantation spécifique varie suivant la loi :

$$\chi(t - 774) = 0,0395.$$

La constante de Curie 0,0395 n'est pas très bien déterminée parce que l'intervalle de température qui lui correspond est très petit  $35^\circ$  et parce que, dans cette région, les attractions sont déjà un peu grandes pour l'appareil.

Entre  $828^\circ$  et  $920^\circ$ , région  $\beta_2$ , le coefficient d'aimantation spécifique est donné par :

$$\chi(t - 790) = 0,0273.$$

Nos expériences montrent donc bien quel est le caractère des deux régions dont Curie a le premier reconnu l'existence dans le fer  $\beta$ .

Les expériences de Curie, dans la région  $\beta$ , conduisent à un point  $\theta$



notablement plus bas que le nôtre (746° au lieu de 774°). Cet écart peut provenir de plusieurs causes : Curie se servait d'un four à noyau de porcelaine, dans lequel la température est loin d'être uniforme ; il dit lui-même que les températures les plus élevées ne sont pas sûres à plus de 10° ou 20° près. D'autre part, les échantillons de Curie contenaient tous un peu de carbone qui pouvait abaisser les points de transformation magnétique. La valeur de la constante C que l'on peut déduire des expériences de Curie est un peu incertaine : suivant l'intervalle de température que l'on envisage et suivant l'échantillon, on trouve des valeurs échelonnées entre 0,034 et 0,041. Pour la deuxième portion de droite, on peut hésiter entre 0,016 et 0,026.

II. *Région  $\gamma$* . — Quand on fait monter la température un peu au-dessus de 920° et qu'on la maintient ensuite constante, le coefficient d'aimantation spécifique diminue en fonction du temps et d'autant plus vite que la température est plus élevée. A 922°, ce coefficient met une demi-heure à passer de  $90 \cdot 10^{-6}$  à  $60 \cdot 10^{-6}$ , tandis qu'à 940° il suffit d'un quart d'heure pour passer de  $150 \cdot 10^{-6}$  à  $28 \cdot 10^{-6}$ . La valeur limite semble être à 940° voisine de  $28 \cdot 10^{-6}$ . Si l'on fait, au contraire, baisser la température à partir de 940°, les mêmes phénomènes se produisent en sens inverse ; le coefficient augmente et tend vers une valeur limite qui est atteinte d'autant plus vite que la température est plus basse. Vers 920°, le coefficient d'aimantation passe de  $28 \cdot 10^{-6}$  à  $210 \cdot 10^{-6}$  environ.

Il semble bien d'après cela que les fers  $\beta_2$  et  $\gamma$  se comportent comme deux phases en équilibre. Si la température, au lieu de rester invariable pendant toute la transformation, continue à se modifier quand on fait varier le courant de chauffage, cela peut tenir à ce que le couple ne touche pas la substance et que les différences de températures avec l'enceinte ont pour effet de fournir la chaleur latente nécessaire à la transformation. Mais il se produit plus probablement quelque chose d'analogue aux retards à l'établissement de l'équilibre dans une solution de sucre en contact avec de gros morceaux.

Au-dessus de 920°, la concordance des expériences n'est plus très bonne, par suite de la difficulté qu'il y a à préserver le fer de l'oxydation. Il est possible, cependant, d'affirmer que la variation de  $\chi : \gamma$  est sensiblement linéaire en fonction de la température, mais que la droite est moins inclinée sur l'axe des températures que ne l'exige-

rait une susceptibilité inversement proportionnelle à la température absolue.

Nos expériences sur la région  $\gamma$  du fer conduisent donc à une conclusion différente de celle à laquelle Curie avait cru pouvoir s'arrêter. La susceptibilité décroît plus lentement que l'inverse de la température absolue. Le fer  $\gamma$  se comporte comme un corps ferromagnétique dont le coefficient du champ moléculaire serait négatif et où, par conséquent, le champ moléculaire serait démagnétisant au lieu d'être magnétisant. C'est la première fois que l'on est amené à donner ce signe au champ exercé sur une molécule magnétique par l'ensemble de celles qui forment sa sphère d'action moléculaire, mais il ne semble pas qu'il puisse y avoir d'objection de principe à cela.

La faible inclinaison de la droite empêche de donner des valeurs numériques exactes pour la constante et la température du point de Curie, mais on peut les évaluer grossièrement à :

$$C = 0,072 \quad \theta = -1.340 \text{ abs.}$$

III. *Région  $\delta$ .* — La droite de la région  $\gamma$  se prolonge jusque vers  $1.395^\circ$ . À cette température, une nouvelle transformation brusque se produit. Le coefficient d'aimantation passe de  $24,1 \cdot 10^{-6}$  à  $35,1 \cdot 10^{-6}$ . Il recommence ensuite à décroître très rapidement.

La température du passage a pu être observée directement. On laissait monter lentement la température en suivant les déplacements du trait lumineux fourni par le miroir de l'équipage mobile. À  $1.396^\circ$ , la déviation de ce trait a passé de 67 millimètres à 97 millimètres, ce qui correspond (toutes corrections faites) aux susceptibilités indiquées plus haut.

On a pu mesurer ensuite les susceptibilités suivantes :

$$\begin{array}{r} t = 1.401^\circ \\ 1.421^\circ \end{array} \quad \chi \cdot 10^6 = \begin{array}{r} 33,24 \\ 30,09 \end{array}$$

Pour dépasser  $1.400^\circ$ , il a fallu remplacer le tube de silice, qui se courbait quoique peu chargé à l'extrémité, par un tube de porcelaine prolongé par une tige d'iridium. Une autre difficulté des mesures de température est la dévitrification de la silice : sous l'action de l'atmosphère d'hydrogène maintenue dans le four, le quartz cristallise et devient très fragile.

La correction du magnétisme du nouveau support est très faible

(1,50/0 ; elle a été évaluée par une mesure directe à haute température.

La température de la transformation  $\gamma\delta$  indiquée par Curie est beaucoup plus basse que la nôtre. Cela tient, en partie, à ce qu'il s'est servi, pour étalonner son couple thermoélectrique, du point de fusion du palladium pour lequel on indiquait, à l'époque où il a fait ses mesures, une température beaucoup trop basse (1.500° au lieu de 1.387).

Curie avait pensé que dans la région  $\delta$  le fer avait pris un nouvel état paramagnétique; malgré leur peu d'étendue, nos mesures permettent d'affirmer que la décroissance de la susceptibilité est beaucoup plus rapide que celle de l'inverse de la température absolue. On peut évaluer grossièrement les constantes de cette région à :

$$C = 0,0043, \quad \theta = + 1230 + 273^\circ.$$

Enfin, si nos *conclusions*, qui serrent de plus près les expériences, diffèrent de celles de Curie, nos *mesures* s'accordent suffisamment avec les siennes pour en recevoir une importante confirmation.

*Cobalt.* — Le point de Curie du cobalt étant très élevé, les mesures n'ont pu porter que sur un intervalle restreint de températures. Elles ont été faites sur un échantillon de métal pur pesant 0<sup>gr</sup>,4118.

Les expériences ont été représentées dans la *fig. 1*. Elles donnent lieu à deux portions de droites dont la première, de 1.170° à 1.241°, est caractérisée par :

$$C = 0,0217, \quad \theta = 1.131 + 273.$$

et la seconde, de 1.241° à 1.303°, limite des expériences, par :

$$C = 0,0182, \quad \theta = 1.149 + 273^\circ.$$

Le premier point, à 1.156°, est en dehors de la première droite. Il n'y a pas de raison pour suspecter particulièrement l'exactitude de ce point qui a été mesuré deux fois. Il est donc fort possible que, comme pour le nickel, il y ait, avant la région du ferromagnétisme spontané, une région de transition et un nouveau point  $\theta$  situé encore plus bas. On l'admettra d'autant plus volontiers que des mesures encore inédites dans la région du ferromagnétisme spontané indiquent un point de Curie situé dans le voisinage de 1.110°.

*Pyrrhotine.* — Deux échantillons ont été examinés. Ils proviennent

752 WEISS ET FOEX. AIMANTATION DES CORPS FERROMAGNÉTIQUES  
 tous deux d'un cristal de Morro Velho, comme toutes les pyrrhotines  
 normales précédemment étudiées<sup>(1)</sup>.

Leur coefficient d'aimantation a été mesuré pour les directions du  
 plan magnétique soit parallèle, soit perpendiculaire au champ ma-  
 gnétique.

Dans tous les cas, la pyrrhotine a donné un résultat très parti-  
 culier : son coefficient d'aimantation semble ne pas varier avec la  
 température.

Les expériences ont donné les nombres suivants :

TABLEAU II

*Échantillon 1* (masse = 0,3374 gr.)

*Plan magnétique parallèle au champ et perpendiculaire au déplacement.*

Températures $t$	$\chi \cdot 306$
336	24,1
344	24,6
322	25,5

*Plan magnétique perpendiculaire au champ.*

330	25,1
350	25,1
318	25,9 à 32,8

*Plan magnétique parallèle au champ et au déplacement.*

327	26,0
348	26,1
362	25,5
371	26,1
404	26,1
476	34,8

*Échantillon 2* (masse = 0,5160).

334	18,9
350	19,2

La légère augmentation que l'on observe pour le coefficient d'ai-  
 mantation pourrait bien être due à un commencement d'altération  
 donnant un oxyde, plus magnétique que la pyrrhotine. On voit, en  
 effet, que  $\chi$  prend une valeur plus grande à chaque nouvelle série  
 d'expériences (à chaque nouvelle chauffe, par conséquent) et qu'il  
 ne reprend pas sa valeur initiale quand on fait baisser la tempé-  
 rature.

<sup>(1)</sup> *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, IV, p. 469, 829, 847 (1905); *Arch. des Sc. phys. et nat.*,  
 juin et sept., 1905.

La pyrrhotine ne permet donc pas de constater l'existence d'une région de ferromagnétisme sollicité par le champ extérieur, ayant le même caractère que pour les autres corps. Il est à peine possible qu'elle existe dans le voisinage immédiat du point  $\theta$  qui, d'après nos expériences, semble être à  $318^\circ$  et qui, par d'autres expériences directes non publiées, a été trouvé à  $319^\circ$ . Cette manière d'être de la pyrrhotine, qui, sous d'autres rapports, s'accorde si bien avec la théorie, est assez énigmatique. (A suivre).

---

**MOUVEMENT OSCILLATOIRE ET MOUVEMENT UNIFORME DES LIQUIDES  
DANS LES TUBES CYLINDRIQUES. FROTTEMENT INTERNE;**

Par M. M. MENNERET (1).

On sait depuis longtemps que : *Dans les fluides réels en mouvement, les forces moléculaires ont une composante tangentielle*, et ceci est prouvé par ce fait : le débit d'un liquide qui s'écoule par un tube est toujours plus petit que celui que l'on calcule en appliquant le principe de Torricelli. On donne le nom de viscosité à cette propriété des liquides.

Navier, en 1822, a donné la théorie mathématique du mouvement uniforme des fluides dans les tubes cylindriques et introduit un coefficient  $\eta$ , caractéristique de la viscosité du fluide, et que l'on peut définir ainsi :  $\eta$  représente la force à appliquer par centimètre carré de surface pour que la vitesse  $v$  du liquide parallèlement à la paroi augmente de l'unité quand la distance à la paroi augmente de 1 centimètre.

Les mouvements les plus simples que l'on puisse employer pour déterminer  $\eta$  sont le mouvement uniforme et le mouvement périodique du liquide, à condition pourtant que l'on se place dans un cas où l'intégration des équations de Navier soit possible. J'indiquerai cependant une méthode qui permet de se passer de cette intégration. Je résume brièvement les résultats obtenus jusqu'ici.

*Méthode de l'écoulement uniforme dans un tube cylindrique.* — C'est

---

(1) Cette note est le résumé d'un mémoire publié dans les *Annales de la Faculté de Grenoble*, présenté comme thèse à la Faculté des Sciences de Paris (mai 1911) et portant le même titre.

surtout depuis Darcy (*Mémoires des savants étrangers*, 1857) que l'on sait que cet écoulement peut se faire suivant deux régimes, dans un tube donné : le premier régime, dit régime de Poiseuille, pour les faibles vitesses ; le deuxième régime, dit hydraulique, pour les grandes vitesses.

Osborn Reynolds a montré (1), que la vitesse critique  $V_c$  qui marque le passage d'un régime à l'autre est donnée par :

$$\frac{\mu r V_c}{\eta} = 1000.$$

$\mu$ , masse spécifique du liquide ;  $\eta$ , son coefficient de viscosité, et  $r$ , le rayon du tube.

Poiseuille (*Recueil des Savants étrangers*, 1846) a montré que, tant que la vitesse est très petite, le premier régime est représenté par :

$$D = \frac{\pi r^4 g H \mu}{8 l \eta}.$$

$D$ , débit en centimètres cubes par seconde ;  $H$ , différence de charge entre les deux bouts du tube de longueur  $l$ .

Mais la formule ne s'applique plus quand la vitesse devient un peu grande, quoique encore notablement inférieure à  $V_c$ . La raison est qu'une partie  $\varepsilon$  de la charge est employée à communiquer au liquide sa force vive, le reste  $H_0 = H - \varepsilon$  est employé à vaincre les frottements. Pour les faibles vitesses,  $\varepsilon$  est négligeable. Nous verrons plus loin la forme que l'on a donnée à ce terme correctif.

Pour représenter le régime hydraulique, on a proposé un grand nombre de formules empiriques qui, toutes sans exception, ne tiennent aucun compte de l'existence d'une vitesse critique qui est le point de départ du deuxième régime. Toutes en effet supposent implicitement que le régime hydraulique commence à la vitesse zéro. De plus le coefficient  $\eta$  n'y figure pas explicitement. Dans la formule empirique que je propose plus loin, ces deux lacunes n'existent plus.

*Méthode du cylindre tournant d'un mouvement uniforme.* — C'est la rotation uniforme d'un cylindre autour d'un autre cylindre fixe, de même axe, de diamètre un peu différent, l'intervalle entre les deux

---

(1) *Philosophical transactions (Royal Society of London)*, 1883.

MOUVEMENT DES LIQUIDES DANS LES TUBES CYLINDRIQUES 753  
cylindres étant rempli par le liquide. Le deuxième cylindre est maintenu fixe, en équilibre, par la torsion d'un fil par exemple.

Cette torsion mesure le frottement.

Cette méthode a été bien étudiée par M. Couette (thèse, 1890). Là encore il existe deux régimes selon la vitesse, et la mesure de  $\eta$  n'est possible encore que pour les faibles vitesses du premier régime.

*Méthode du disque oscillant ou Méthode de Newton.* — Un disque plan horizontal, plongé dans le liquide, oscille dans son plan autour d'un fil métallique vertical auquel il est suspendu. On détermine le décrément logarithmique  $\delta$  de ce mouvement oscillatoire amorti. La relation théorique établie entre  $\delta$ ,  $\eta$  et les dimensions de l'appareil permet de calculer  $\eta$ . Mais cette relation théorique ne peut être établie que d'une façon approchée, aussi cette méthode donne pour  $\eta$  des nombres un peu forts.

À côté de ces trois méthodes je n'en connais aucune présentant une réelle importance.

J'ai songé alors à utiliser le mouvement oscillatoire d'une colonne de liquide dans un tube en U.

## PREMIÈRE PARTIE.

### ÉTUDE DES OSCILLATIONS D'UNE COLONNE DE LIQUIDE DANS UN TUBE EN U.

*Appareil et méthode d'observation.* — Le tube (fig. 1) est appliqué verticalement contre une lame de verre dépoli éclairée par derrière. Cette lame porte des divisions horizontales et distantes de 2 centimètres environ. Les oscillations sont observées au cathétomètre placé à 2 mètres environ du tube, et portant une lunette de champ assez large. Pour écarter le liquide de sa position d'équilibre  $A_0$ , on aspire (ou on souffle) par un tube de 2 mètres de long et de 4 centimètres de diamètre relié en 1 au tube en U, on serre le tube de caoutchouc qui le termine et on le lâche ensuite brusquement ( $A_0$  se trouve en face d'une des divisions de la lame et on l'écarte en l'amenant en  $A_1$ , en face d'une autre division). La colonne, abandonnée à elle-même, retombe jusqu'en  $A_2$ , puis remonte en  $A_3$ . Il est facile de placer le réticule horizontal de la lunette de façon que le sommet du ménisque, en arrivant en  $A_3$ , soit juste tangent à ce réticule. La

première amplitude  $a_1 = A_0A_1$  est connue, mais ce serait une erreur de prendre pour l'amplitude suivante  $a_3$  la longueur  $A_0A_3$ , car du liquide est resté adhérent à la paroi et  $A_0A_3$  est trop faible. Pour

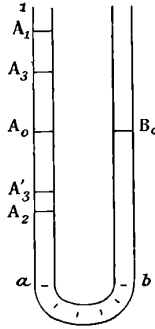


FIG. 1.

corriger cette erreur, on produit le même écart initial  $a_1$ , vers le bas, ce qui donne pour l'amplitude suivante une longueur  $A_0A_3$  trop grande pour la même raison. La valeur exacte de l'amplitude  $a_3$  est alors donnée par :

$$2a_3 = A_3A'_3.$$

En opérant ainsi pour différentes valeurs de l'amplitude initiale  $a_1$ , on voit alors comment l'amortissement  $\frac{a_1}{a_3}$  dépend de l'amplitude  $a_1$ .

Le rayon du tube est déterminé par un jaugeage au mercure. J'emploie pour cela une colonne de mercure un peu plus longue que la partie courbe du tube. Je mesure la longueur qu'elle occupe successivement dans la partie courbe, puis dans chacune des deux branches. J'en déduis les sections moyennes  $s_1, s_2, s_3$  de ces trois régions, et je n'emploie que les tubes pour lesquels  $\frac{s_1 + s_2 + s_3}{3}$  diffère de moins de 1/40 des valeurs extrêmes.

La longueur de la colonne liquide est facile à mesurer au cathétomètre, si on a préalablement déterminé la longueur de la courbure. Pour cela on a mesuré d'avance, au cathétomètre, les distances de quelques traits fins tracés sur la courbure entre  $a$  et  $b$ , puis on mesure  $A_0a$  et  $B_0b$ .



Étude du premier régime d'oscillation. — Je dis du premier régime, parce que nous verrons que, selon la valeur de l'amortissement  $\frac{a_1}{a_3}$ , le mouvement peut se faire suivant deux régimes.

Je rapporte seulement quelques-unes des expériences que l'on trouvera plus nombreuses dans ma thèse.

Alcool isoamylique  $\mu_{15} = 0,815$

(les valeurs de  $\mu$  aux autres températures sont calculées par la formule de dilatation).

Rayon du tube  $r = 0^{\text{cm}},3339$ .

$l = 71^{\text{cm}},2$      $t = 19^{\circ},5$ .

$2a_1 = 15,903$	$2a_3 = 1,439$	$\frac{a_1}{a_3} = 11,05$
11,946	1,080	11,06
7,956	0,717	11,09
3,944	0,354	11,10

$l = 52^{\text{cm}},1$      $t = 19^{\circ},8$  même tube.

$2a_1 = 15,994$	$2a_3 = 2,270$	$\frac{a_1}{a_3} = 7,05$
12,004	1,584	7,12
8	1,124	7,12
4,002	0,563	7,10

$l = 40^{\text{cm}},05$      $t = 19^{\circ},4$  même tube.

$2a_1 = 15,994$	$2a_3 = 2,811$	$\frac{a_1}{a_3} = 5,70$
12,004	2,090	5,74
8	1,420	5,63
4,002	0,699	5,72

Tube  $r = 0^{\text{cm}},2222$      $l = 38^{\text{cm}}$      $t = 19^{\circ},6$ .

$2a_1 = 16$	$2a_3 = 0,225$	$\frac{a_1}{a_3} = 71$
8	0,118	68

Ces expériences, et toutes celles que j'ai faites, montrent nettement que :

LOI DE L'AMORTISSEMENT DANS LE PREMIER RÉGIME D'OSCILLATION. —

Pour une colonne de liquide donnée,  $\frac{a_1}{a_3}$  est constant : les amplitudes décroissent en progression géométrique. — Résultat, sans doute, déjà

connu, mais dont les valeurs numériques sont nécessaires pour pouvoir : 1° établir la relation avec le coefficient de frottement; 2° différencier les deux régimes d'oscillation.

REPRÉSENTATION ALGÈBRE DU PREMIER RÉGIME D'OSCILLATION. — COEFFICIENT DE FROTTEMENT. — Puisque les amplitudes décroissent en progression géométrique, ceci prouve qu'une force constamment proportionnelle à la vitesse  $\frac{da}{dt}$  s'oppose au mouvement. Cette force due au frottement est évidemment proportionnelle à la longueur  $l$ . Si donc  $f_1$  est un coefficient constant, elle se représente par  $f_1 l \frac{da}{dt}$ . Si alors on désigne par  $m = \pi r^2 l \mu$  la masse de la colonne liquide,  $a$  l'élongation à l'époque  $t$ ,  $c$  la force nécessaire pour écarter la colonne liquide de 1 centimètre de sa position d'équilibre ( $c = 2\pi r^2 \mu g$ ), l'équation du mouvement oscillatoire est :

$$(1) \quad m \frac{d^2 a}{dt^2} + f_1 l \frac{da}{dt} + ca = 0.$$

Le mouvement est sinusoidal amorti lorsque

$$4cm - f_1^2 l^2 > 0,$$

et l'équation qui le représente est :

$$(2) \quad a = a_0 e^{-\lambda t} \sin \omega t.$$

En identifiant (1) et (2) et appelant  $T'$  la période, on a :

$$\omega = \frac{2\pi}{T'}, \quad \lambda = \frac{f_1 l}{2m}, \quad A = \frac{a_1}{a_3} = e^{\lambda T'}.$$

On déduit de là :

$$f_1 l = \frac{2m \log A}{T' \log e} = \frac{2\pi r^2 \mu \log A}{T' \log e},$$

et si on pose :

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{2g}},$$

on a :

$$T' = T \sqrt{1 + \frac{\log^2 A}{4\pi^2 \log^2 e}}.$$

$l$ ,  $r$ ,  $\mu$ ,  $A$  ayant été déterminés par l'expérience, on pourra donc calculer  $T'$  et par suite  $f_1$ .

Le tableau suivant contient les résultats d'une partie de mes expériences :

*Alcool isoamylique.*

$r = 0^{\text{cm}},3368$	$l = 66^{\text{cm}},3$	$t = 12^{\circ},5$	$f_1 = 1,356$	$\frac{f_1}{8\pi} = 0,0540$
	53 ,8	12 ,5	1,359	0,0541
0 ,3339	71 ,2	19 ,5	1,078	0,0429
	52 ,1	19 ,8	1,040	0,0415
	40 ,05	19 ,4	1,065	0,0424
0 ,2222	38	19 ,6	1,040	0,0415
0 ,2597	37 ,02	14 ,8	1,259	0,0501
	26 ,01	14 ,6	1,263	0,0503

D'après Thorpe et Rödger  $\left\{ \begin{array}{l} \eta = 0,0550 \text{ à } 12^{\circ},5 \\ 0,0438 \text{ } 19 ,5 \\ 0,0512 \text{ } 14 ,7 \end{array} \right.$

*Bromure d'éthylène.*

$r = 0^{\text{cm}},1520$	$l = 65^{\text{cm}},2$	$t = 11^{\circ},5$	$f_1 = 0,5098$	$\frac{f_1}{8\pi} = 0,0203$
0 ,0968	39 ,7	14	0,4582	0,0185

D'après Thorpe et Rödger  $\left\{ \begin{array}{l} \eta = 0,0199 \text{ à } 11^{\circ},5 \\ 0,0188 \text{ } 14 \end{array} \right.$

*Chloroforme.*

$r = 0^{\text{cm}},0968$	$l = 72,6$	$t = 13^{\circ},6$	$f_1 = 0,1517$	$\frac{f_1}{8\pi} = 0,00604$
	61,4	14	0,1497	0,00596

D'après Thorpe et Rödger  $\left\{ \begin{array}{l} \eta = 0,00601 \text{ à } 13^{\circ},6 \\ 0,00599 \text{ } 14 \end{array} \right.$

*Oxyde d'éthyle.*

$r = 0^{\text{cm}},0968$	$l = 71$	$t = 13^{\circ},3$	$f_1 = 0,0663$	$\frac{f_1}{8\pi} = 0,00263$
--------------------------	----------	--------------------	----------------	------------------------------

D'après Thorpe  $\eta = 0,00253$

— Wijkander 0,00270

Mes expériences ont porté encore sur l'acétone, l'eau distillée, la benzine, l'alcool isobutylique, la nitrobenzine, le nitrotoluène. Les résultats montrent que :

Pour un liquide donné à une température donnée,  $f_1$  est indépendant de  $l$  et de  $r$ . C'est une caractéristique du liquide :  $f_1$  est donc un coefficient de frottement interne, qui se présente ici comme indépendant de toute hypothèse sur la façon dont les molécules glissent les unes sur les autres.

SIGNIFICATION PHYSIQUE DU COEFFICIENT  $f_1$ , SA RELATION AVEC LE COEFFICIENT  $\eta$ . — On peut écrire :

$$f_1 = \frac{f_1 \frac{da}{dt}}{\frac{da}{dt}} = \frac{\text{force opposée par le frottement par centimètre de longueur}}{\text{grandeur de la déformation dans l'unité de temps}}$$

D'autre part, le coefficient  $\eta$  que l'on détermine par la méthode de Poiseuille est donné par :

$$\eta = \frac{\pi r^4 H_0 \mu g}{8 l D},$$

que l'on peut écrire :

$$8\pi\eta = \frac{\pi r^2 H_0 \mu g}{V} = \frac{\text{force opposée par le frottement par cm. de longueur}}{\text{grandeur de la déformation dans l'unité de temps}}$$

On doit donc avoir d'après cela :

$$\eta = \frac{f_1}{8\pi}.$$

Les nombres inscrits dans le tableau précédent (et ceux que l'on trouve encore dans le mémoire détaillé) vérifient parfaitement cette relation.

Nous avons donc là une nouvelle méthode simple et commode pour la détermination du coefficient de frottement interne des liquides. Je préciserai plus loin dans quelles conditions il faut se placer pour l'appliquer.

La formule obtenue peut s'écrire :

$$\log A = 4 \log e \frac{\eta}{\mu} \frac{T'}{r^2}.$$

D'où :

LOIS DU PREMIER RÉGIME D'OSCILLATION. — *Pour un liquide donné, le logarithme de l'amortissement est proportionnel :*

1° *A la période (loi des périodes) ;*

2° *A l'inverse du carré du diamètre (loi des diamètres).*

RECHERCHE DU DÉBUT DU MOUVEMENT APÉRIODIQUE. — Le mouvement est apériodique pour les longueurs  $l$  définies par :

$$4cm - f_1^2 l^2 \leq 0.$$

La longueur apériodique minimum est alors donnée par :

$$f_1^2 L^2 = 4cm,$$

ou

$$L = \frac{g}{8} \frac{\rho^2}{\eta^2} r^4.$$

J'ai fait quelques bonnes vérifications de cette formule, et je me propose de voir s'il est possible d'en déduire une deuxième nouvelle méthode de mesure précise de  $\eta$ .

**Étude du deuxième régime d'oscillation.** — Dans les expériences précédentes, dites du premier régime, l'amortissement  $\frac{a_1}{a_3}$  est toujours  $> 5$ . C'est que, comme nous allons le voir, pour les amortissements faibles, le phénomène change de nature.

Voici quelques-unes des expériences que j'ai faites avec l'éther ordinaire ou oxyde d'éthyle :

1°	$r = 0^{\text{cm}},3339$	$l = 69^{\text{cm}},5$	$t = 16^{\circ},8$
	$2a_1 = 3,970$	$2a_3 = 2,690$	$\frac{a_1}{a_3} = 1,477$
	7,934	5,330	1,489
	11,891	7,886	1,507
	15,941	10,400	1,533

d'où :

$$\frac{a_1}{a_3} = 1,475 + 0,000917 a_1^2.$$

2°	$r = 0,3339$	$l = 57,5$	$t = 16^{\circ}$
	$2a_1 = 4,012$	$2a_3 = 2,746$	$\frac{a_1}{a_3} = 1,461$
	7,998	5,430	1,473
	11,950	7,992	1,495
	15,970	10,452	1,527
	19,946	12,790	1,560

d'où :

$$\frac{a_1}{a_3} = 1,456 + 0,00110 a_1^2.$$

3°	$r = 0,3339$	$l = 42,7$	$t = 16^{\circ},4$
	$2a_1 = 4,006$	$2a_3 = 2,820$	$\frac{a_1}{a_3} = 1,420$
	7,992	5,561	1,438
	11,982	8,158	1,469
	15,974	10,564	1,512
	19,966	12,712	1,570

d'où :

$$\frac{a_1}{a_3} = 1,415 + 0,00150 a_1^2$$

4°	$r = 0^{\text{cm}},2222$	$l = 67^{\text{cm}},3$	$t = 16^\circ$
	$2a_1 = 3,944$	$2a_3 = 2,190$	$\frac{a_1}{a_3} = 1,801$
	7,956	4,321	1,827
	11,946	6,410	1,862
	15,903	8,362	1,902
	19,935	10,128	1,968

d'où :

$$\frac{a_1}{a_3} = 1,792 + 0,00174 a_1^2.$$

5°	$r = 0^{\text{cm}},560$	$l = 64^{\text{cm}},4$	$t = 15^\circ$
	$2a_1 = 7,956$	$2a_3 = 6,264$	$\frac{a_1}{a_3} = 1,270$
	11,948	9,310	1,284
	15,916	12,247	1,299
	19,902	15,095	1,317

d'où :

$$\frac{a_1}{a_3} = 1,263 + 0,00054 a_1^2.$$

Mes autres expériences ont porté sur le chloroforme, l'acétone, l'aldéhyde, le  $\text{CCl}_4$ , le bromure d'éthylène, le sulfure de carbone : toutes conduisent aux conclusions suivantes visibles sur le tableau précédent :

Pour les faibles amortissements,  $\frac{a_1}{a_3} = A$  est une fonction parabolique de l'amplitude :

$$\frac{a_1}{a_3} = \left(\frac{a_1}{a_3}\right)_0 + \alpha a_1^2.$$

Il existe donc un deuxième régime d'oscillation (la limite commune aux deux régimes sera précisée plus loin).

Il est bien entendu que les expériences n'ont pas été faites jusqu'à des amplitudes voisines de 0. L'équation précédente signifie simplement que  $A = \left(\frac{a_1}{a_3}\right)_0$  représente l'amortissement pour de très faibles amplitudes en admettant que la nature du phénomène reste la même que pour les amplitudes qui ont été utilisées.

On peut dire alors que, dans ce deuxième régime, pour les amplitudes infiniment petites, le rapport  $\frac{a_1}{a_3}$  est encore constant et égal à

$A_0 = \left(\frac{a_1}{a_3}\right)_0$ . Et alors, pour ces amplitudes très petites, l'équation du mouvement s'écrit :

$$(3) \quad m \frac{d^2 a}{dt^2} + f_2 l \frac{da}{dt} + ca = 0,$$

et de même que dans le premier régime on en déduit :

$$T' = T \sqrt{1 + \frac{\log^2 A_0}{4\pi^2 \log^2 e}}$$

et

$$(4) \quad f_2 = \frac{2\pi r^2 \mu \log A_0}{T' \log e}.$$

$\mu$ ,  $r$ ,  $l$ ,  $A_0$  ayant été déterminés par l'expérience, on peut calculer  $T'$ , puis  $f_2$ .

Voici les résultats de quelques-unes de mes expériences :

*Chloroforme.*

$r = 0^{\text{cm}}, 3368$	$l = 62^{\text{cm}}, 3$	$f_2 = 0,3753$	$f_2 \times \frac{\log A_0}{\log e} = 0,1478$ à $15^{\circ}, 5$
0 ,2597	60 ,7	0,2953	0,1516 14 ,2

le 1<sup>er</sup> régime a donné  $f_1 = 0,1498$  à  $14^{\circ}$ .

*Oxyde d'éthyle.*

$r = 0^{\text{cm}}, 3339$	$l = 69,5$	$f_2 = 0,1655$	$f_2 \times \frac{\log A_0}{\log e} = 0,0642$ à $16^{\circ}, 7$
	57,5	0,1760	0,0658 16
	42,7	0,1885	0,0654 16 ,4
$r = 0,2222$	67,3	0,1115	0,0650 16

le premier régime a donné  $f_1 = 0,0663$  à  $13^{\circ}, 5$ .

*Bromure d'éthylène.*

$r = 0,3368$	$l = 45,4$	$f_2 = 0,9440$	$f_2 \times \frac{\log A_0}{\log e} = 0,5400$ à $11^{\circ}$
--------------	------------	----------------	--

le premier régime a donné  $f_1 = 0,5200$  à  $11^{\circ}, 5$ .

Ces expériences, et toutes mes autres, montrent que, pour un liquide donné,  $f_2$  n'est pas constant : il dépend de  $l$  et de  $r$ .

Mais on y voit aussi très bien que pour un liquide donné :

$$f_2 \times \frac{\log A_0}{\log e} = f_1 = 8\pi\eta,$$

ce qui, en tenant compte de l'équation (4), s'écrit :

$$\eta = \frac{\mu r^2 \log^2 A_0}{4T' \log^2 e}$$

Ce qui fournit une nouvelle méthode pour la détermination expérimentale du coefficient  $f_1$  ou  $\eta$ .

On verra dans le mémoire complet que pour les dix corps que j'ai étudiés par cette méthode les valeurs de  $\eta$  obtenues sont d'accord avec celles de Thorpe et Rödger.

La formule ci-dessus peut s'écrire :

$$\log^2 A_0 = 4 \log^2 e \frac{\eta}{\mu} \cdot \frac{T'}{r^2}$$

D'où :

LOIS DU DEUXIÈME RÉGIME D'OSCILLATION. — *Pour un liquide donné, le carré du logarithme de l'amortissement (oscillations infiniment petites) est proportionnel.*

1° *A la période (loi des périodes);*

2° *A l'inverse du carré du diamètre (loi des diamètres).*

REMARQUE. — On verra dans mon mémoire que les valeurs du coefficient  $\alpha$  de l'équation

$$\frac{a_1}{a_3} = \left(\frac{a_1}{a_3}\right)_0 + \alpha a_1^2$$

satisfont à la température de 15°, à la relation :

$$\alpha \frac{rl}{A_0} = 0,0148;$$

il en résulte que, à 15°, une seule mesure de A suffit pour que la formule donne  $A_0$  et par suite  $\eta$ .

**Analogie entre les deux régimes d'oscillation et les deux régimes d'écoulement uniforme.** — Dans le premier régime d'oscillation,  $f_1$  est constant; il en résulte que la force de frottement est proportionnelle à la longueur et, alors, il est naturel d'admettre que les molécules glissent les unes sur les autres uniquement dans le sens de la longueur : c'est le point de départ de la théorie de Navier, qui conduit à la formule de Poiseuille : le premier régime d'oscillation est donc l'analogie du régime de Poiseuille.

Dans le deuxième régime d'oscillation, et pour les amplitudes infi-



MOUVEMENT DES LIQUIDES DANS LES TUBES CYLINDRIQUES 765  
 niment petites, la force de frottement a pour expression :

$$f_1 l \frac{\log e}{\log A_0} \cdot \frac{da}{dt}$$

et on peut dire alors que tout se passe comme si, le coefficient de frottement  $f_1$  étant le même que dans le premier régime, les molécules glissaient les unes sur les autres suivant un chemin de longueur  $l_1 = l \frac{\log e}{\log A}$ , toujours plus grand que  $l$ , car nous verrons que  $e$  est toujours plus grand que  $A_0$ . En d'autres termes, le mouvement n'est plus linéaire : il se produit des tourbillons. Ce régime est donc l'analogie du régime hydraulique, dans lequel Reynolds a montré l'existence de tourbillons au moyen de filets liquides colorés.

**Passage d'un régime à l'autre. — Point critique. — Région critique.** — Imaginons un tube assez long pour que, avec un liquide donné, on puisse, en diminuant progressivement la colonne, obtenir successivement les deux régimes :

$$\begin{aligned} 1^{\text{er}} \text{ régime :} & \quad f_1 = \frac{2\pi r^2 \mu}{T'} \frac{\log A}{\log e} ; \\ 2^{\text{e}} \text{ régime :} & \quad f_1 = \frac{2\pi r^2 \mu}{T'} \frac{\log^2 A_0}{\log^2 e} . \end{aligned}$$

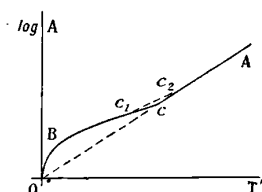


FIG. 2.

Portons (*fig. 2*) en abscisses les valeurs de  $T'$  et en ordonnées les  $\log A$  et  $\log A_0$  : le premier régime est représenté par la droite  $AC$ , le deuxième régime par l'arc de parabole  $BC$ . Leur point de rencontre  $C$  définit *algébriquement* le passage d'un régime à l'autre. On a en ce point :

$$\log A = \log A_0 = \log e .$$

L'amortissement critique est donc  $A_c = e = 2,72$ , et la période cri-

tique est définie par :

$$T'_c = \frac{1}{4} \frac{\mu}{\eta} r^2.$$

D'où les énoncés suivants :

**LOIS DU POINT CRITIQUE.** — 1° *Pour tous les liquides et tous les tubes, l'amortissement critique est le même :*

$$A_c = e = 2,72.$$

2° *La période critique est proportionnelle :*

*Au rapport  $\frac{\mu}{\eta}$ ;*

*Au carré du rayon du tube.*

(Loi analogue à celle du point critique de Reynolds citée précédemment :  $\frac{1}{V_c} = \frac{1}{1000} \frac{\mu}{\eta} r$ .)

**RÉGION CRITIQUE.** — J'appelle  $C$  le point critique *algébrique*, mais il est certain que, en réalité, le passage d'un régime à l'autre se fait non par un point anguleux, mais par un segment de courbe  $C_1, C_2$  (en pointillé) ou région critique. Il en résulte que, si on opère avec un amortissement trop voisin de 2,72, on obtient une valeur de  $\eta$  trop forte : c'est en effet ce que l'expérience m'a montré. Pour obtenir de bonnes valeurs de  $\eta$ , il faut s'en tenir à des valeurs de  $A \geq 5$  ou de  $A_0 \leq 1,85$ . On sait que, dans la méthode de Poiseuille, on est de même obligé de s'en tenir à des vitesses notablement inférieures à la vitesse critique.

**Lois des états correspondants.** — Si on tient compte de la relation qui définit la période critique :

$$f_1 = \frac{2\pi r^2 \mu}{T'_c},$$

Les formules des deux régimes s'écrivent :

$$1^{\text{er}} \text{ régime } \frac{\log A}{\log A_c} = \frac{T'}{T'_c}; \quad 2^{\text{e}} \text{ régime } \frac{\log^2 A_0}{\log^2 A_c} = \frac{T'}{T'_c}.$$

**LOI DES ÉTATS CORRESPONDANTS.** — *Pour des périodes correspondantes, l'amortissement est le même, quels que soient le tube et le liquide.*

(A suivre.)

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CLIII, n° 4, 5, 6, 7 et 8 ; juillet-août 1911.

H. DESLANDRES. — Remarques sur les mouvements des protubérances solaires. — P. 221.

Exposé d'un programme de recherches nouvelles sur les protubérances. Mesures à effectuer.

WITOLD JARKOWSKI. — Loi approximative de la montée d'un aéroplane. — P. 237.

Dans une montée en aéroplane, la dépression relative est égale à la décharge relative du moteur.

$$\frac{p_0 - p}{p_0} \text{ (dépression relative)} = \frac{M_0 - M}{M_0} \text{ (décharge relative).}$$

$p_0$  et  $p$  sont les pressions atmosphériques au niveau du sol et à la hauteur  $h$  ;

$M_0$ , puissance du moteur tournant au niveau du sol avec la vitesse  $\omega$  ;

$M$ , puissance du moteur tournant au niveau du sol avec la vitesse  $\omega_0$  telle que

$$\omega = \omega_0 \sqrt{\frac{p_0}{p}}.$$

MARCEL BRILLOUIN. — Polymorphisme et orientations moléculaires. — P. 240 et 380.

Théorie utilisant les propriétés de la molécule : influence électrique, magnétique, propagation de la lumière. Ces propriétés peuvent permettre la recherche des orientations moléculaires dans les différentes formes cristallines d'une même substance.

Application au spath et à l'aragonite.

Considérations théoriques sur les éléments cristallins.

G. SAGNAC. — Quelques paradoxes au sujet des actions optiques du premier ordre de la translation de la Terre. — P. 243.

Énoncés et discussion.

A. COTTON. — Dichroïsme circulaire et dispersion rotatoire. — P. 245.

Ladislav Natanson a mis en évidence une relation entre le sens

du dichroïsme et les signes des rotations. L'auteur montre que cette règle se déduit simplement des résultats généraux que fournit l'étude des variations de l'indice d'une substance dans l'intérieur d'une bande d'absorption.

G. BRUHAT. — Étude du dichroïsme rotatoire d'un composé organique défini (diphényl-1-bornyldithio-uréthane) — P. 248.

En solution toluénique étendue, le pouvoir rotatoire gauche croît du rouge vers le jaune, atteint un maximum de 400 pour  $\lambda = 560$  à  $580 \mu\mu$ , décroît, s'annule vers  $535 \mu\mu$ , devient positif et atteint 1.600 vers  $450 \mu\mu$ . Le dichroïsme, nul dans le rouge, croît dans le jaune et le vert (vibration elliptique gauche), puis décroît dans le bleu et le violet.

Pour le corps pur surfondu, le pouvoir rotatoire, gauche dans le rouge et le jaune, passe par un maximum supérieur à 400 vers  $590 \mu\mu$ , devient droit à partir de  $550 \mu\mu$  et atteint 600 vers  $480 \mu\mu$ . La vibration elliptique est gauche. Ce corps suit la règle de Natanson.

E. BESSON. — Sur la dissymétrie des ions positifs et négatifs relativement à la condensation de la vapeur d'eau. — P. 230.

Utilisation de l'appareil de M. Langevin.

Les photographies montrent nettement la plus grande facilité de condensation de la vapeur d'eau par les ions négatifs.

H. BUISSON et Ch. FABRY. — Sur la dépense d'énergie nécessaire pour produire l'unité d'intensité lumineuse. — P. 254.

La lampe utilisée est la lampe Herœus. On trouve pour la radiation violette 0,31 watt par bougie, pour les radiations jaunes 0,021 watt par bougie et pour la radiation verte 5.460 (qui se trouve dans la région du spectre qui, à énergie égale, produit la plus forte impression sur l'œil) 0,018 watt par bougie.

HERSCHFINKEL. — Action de l'émanation du radium sur les sels de thorium. — P. 255.

Sir WILLIAM RAMSAY. — P. 375.

M. Herschfinkel croit pouvoir déduire de ses expériences que l'acide carbonique qui se forme dans l'action de l'émanation du ra-

dium sur les sels de thorium ne provient pas d'une transformation de l'atome de thorium en carbone.

M. Ramsay, d'après ses nouvelles recherches, affirme à nouveau cette transformation qu'il avait jadis annoncée (1).

ERRORE CARDOSO. — Sur les densités des phases coexistantes (densités orthobares) et le diamètre de l'anhydride sulfureux au voisinage du point critique. — P. 257.

*Courbe.* — Le diamètre, parfaitement rectiligne jusqu'à environ 5° du point critique, s'infléchit notablement vers les densités de vapeur et à 157°,2, température critique de SO<sub>2</sub>, il donne 0,513 pour densité critique.

L. TCHOUGAEFF et P. KOCH. — Sur une anomalie de la réfraction moléculaire dans la série des glyoximes substituées. — P. 259.

Tableau montrant une exaltation régulière de cette réfraction.

L. GAY. — Sur la notion de tension d'expansibilité. — P. 262.

Cette tension, pour un fluide quelconque, relativement à un constituant, est celle qu'aurait ce constituant maintenu à l'état idéal de gaz parfait et en équilibre osmotique avec le fluide. L'auteur donne l'expression mathématique de la valeur de cette tension pour les corps purs et les mélanges.

VICTOR HENRI. — Études du rayonnement ultra-violet des lampes à vapeur de mercure en quartz. — P. 265.

Tableaux montrant que :

1° Le rayonnement ultra-violet d'une lampe brûlant dans l'air augmente extrêmement vite quand on élève son régime électrique, surtout au-dessus de 200 watts ;

2° L'action sur le citrate d'argent est absolument parallèle à l'action bactéricide, mais celle sur l'iodure de potassium croît plus lentement ;

3° L'intensité des raies jaunes 5790 et 5769 croît bien plus vite que celle des raies verte et bleue ;

4° L'activité des rayons sur le citrate et le coli croît aussi vite que

(1) *Journ. chem. Soc.*, t. XCV, avril 1909.

*J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I. (Septembre 1911.)

l'intensité des raies jaunes, ce qui montre que le rayonnement ultra-violet extrême augmente plus vite que le rayonnement visible total.

G. MASSOL et A. FAUCON. — Sur la chaleur latente de fusion et la chaleur spécifique des acides gras. — P. 268.

Étude de l'acide laurique.

Chaleur spécifique à l'état solide :

0,388 à  $-22^{\circ},4$ ,      0,430 à  $0^{\circ}$ ,      0,540 à  $+34^{\circ},8$ .

Chaleur spécifique à l'état liquide : 0,515 vers  $57^{\circ}$ .

La chaleur latente de fusion ( $46^{\circ},9$ ) est trouvée plus grande que la chaleur latente de solidification ( $37^{\circ},4$ ). Cela tient à ce que la plupart des acides gras semblent formés, en proportions variables, de solide parfaitement cristallisé dont les propriétés physiques varient brusquement au point de fusion et de solide amorphe, à propriétés variables de l'état liquide à l'état solide.

MARCEL GUICHARD. — Sur l'extraction des gaz du cuivre par réaction chimique et sur le dosage de l'oxygène. — P. 272.

Les expériences faites par dissolution ou oxydation du cuivre établissent que le cuivre industriel peut contenir des gaz dissous en quantités susceptibles de fausser de plusieurs millièmes les dosages d'oxygène faits avec ce métal. On améliorera les résultats en chauffant au préalable à  $600^{\circ}$  dans le vide le cuivre en large surface.

P. VILLARD. — Sur un électromètre enregistreur à filament de carbone.  
P. 315.

Il se compose de deux petits plateaux rectangulaires reliés aux deux pôles d'une pile sèche et entre lesquels peut librement osciller un filament de lampe à incandescence en forme d'U, tenu par une pince isolée à l'ambroïde, et qui constitue l'aiguille d'une sorte d'électromètre de Hankel. L'extrémité mobile du filament porte, collé, un petit miroir cylindrique (tube capillaire de verre argenté intérieurement). Une lampe de 2 volts à condenseur y fait apparaître un trait lumineux très fin qu'un système optique projettera sur la fente d'un enregistreur. Cet électromètre peut s'installer dans un ballon-sonde.

LECOQ DE BOISBAUDRAN et A. DE GRAMONT. — Sur le spectre du glucinium et sur ses bandes, dans diverses sources lumineuses. — P. 318.

Tableau.

M<sup>lle</sup> MAY SYBEL LESLIE. — Sur le poids moléculaire de l'émanation du thorium. — P. 328.

Utilisation de la méthode Debiere (<sup>1</sup>) : effusion par un petit trou. Le poids moléculaire de l'émanation du thorium est voisin de 200.

EDM. VAN AUBEL. — Sur le phénomène de Hall et l'effet thermo-magnétique transversal dans le graphite. — P. 331.

*Historique.* — Le graphite donne le phénomène de Hall dans le même sens que le bismuth pur. L'intensité du phénomène est plus de cinq fois plus grande que ce que donne l'antimoine (qui a un effet de sens inverse), de sorte que le graphite vient immédiatement après le bismuth dans la liste des coefficients de rotation de Hall.

L. DUNOYER. — Recherches sur la fluorescence des vapeurs des métaux alcalins. — P. 333.

La lumière excitatrice est celle d'un arc à charbon. Pour le sodium, le spectre cannelé, vert, apparaît vers 290°. Avec du sodium parfaitement pur dans un tube parfaitement vide, la fluorescence est jaune clair et non pas verte. Pour le potassium, la fluorescence pourpre apparaît vers 215° et est extrêmement brillante à 320°. Pour le césium, la fluorescence, qui apparaît vers 350°, semble rose violacé, mais est fugitive. Quant au rubidium, sa fluorescence pourpre commence vers 180°, augmente ensuite d'intensité, puis devient orangée vers 400°.

La lumière émise par la fluorescence des métaux alcalins est en partie polarisée, que la lumière excitatrice soit ou non polarisée. Cette polarisation diminue avec la température, ce qui paraît dû à une action mutuelle des molécules fluorescentes.

---

(<sup>1</sup>) C. R., t. CL ; 27 juin 1910.

WILLIAM DUANE. — Sur la masse des ions gazeux. — P. 336.

Les mesures du rapport  $\frac{m}{e}$  effectuées par l'auteur, en employant comme agent ionisant les rayons  $\alpha$  du radium, conduisent à des conclusions contraires à l'hypothèse des électrons positifs dans les conditions des expériences effectuées.

J. DANYZ. — Sur les rayons  $\beta$  de la famille du radium. — P. 339.

Utilisation de la méthode d'Henri Becquerel : déviation des rayons  $\beta$  par un champ magnétique et étude de leurs trajectoires par la photographie. On obtient ainsi un spectre magnétique de sept faisceaux homogènes distincts, de vitesses respectives 0,98, 0,95, 0,86, 0,81, 0,75, 0,69, 0,63, la vitesse de la lumière étant prise pour unité.

EUGÈNE CORNEC. — Étude cryoscopique de quelques acides minéraux et de quelques phénols. — P. 341.

Étude cryoscopique de la neutralisation par la potasse ou la soude des acides chlorique, perchlorique, iodique, sélénieux, dithionique, carbonique, pyro et hypophosphoriques. Dans tous ces cas la neutralisation complète est indiquée par un minimum, et l'étude confirme la formule adoptée généralement pour ces acides. Pour les acides borique et arsénieux, le saccharose, tout se passe comme si un certain nombre de molécules de ces corps se soudaient au sel mono. Dans le cas du pyrogallol, la cryoscopie n'indique que les deux premiers hydrogènes phénoliques.

H. PÉLABON. — Sur la métallographie des systèmes sélénium-antimoine. P. 343.

L'examen au microscope des mixtes sélénium-antimoine montre que : 1° pour certaines proportions des deux constituants, le mélange liquide peut être formé de deux phases de densités très voisines; 2° que le seul composé que l'on puisse obtenir par fusion directe des éléments est  $Sb^2Se^3$ .



JOUGUET. — Sur les points indifférents. — P. 346.

Compléments à l'étude de M. Saurel<sup>(1)</sup> sur les points indifférents des systèmes chimiques.

KR. BIRKELAND. — Les anneaux de Saturne sont-ils dus à une radiation électrique de la planète? — P. 375. — Le Soleil et ses taches. — P. 456.

Les expériences faites avec un globe magnétique comme cathode dans un grand vase de décharge donnent, suivant l'aimantation du globe, la pression du gaz, la tension électrique, la forme du globe (uni ou à pointes), soit des anneaux (d'où peut-être une explication des anneaux de Saturne et de la lumière zodiacale), soit des taches analogues aux taches solaires. — Photographies. — Dans l'évolution du système du monde, les forces électriques et magnétiques semblent donc jouer un rôle comparable à la gravitation.

J.-PH. LAGRULA et H. CHRÉTIEN. — Sur le spectre de la comète Kiess (1914 b). — P. 378.

A. DE LA BAUME-PLUVINEL et F. BALDET. — P. 459.

*Tableau.* — Le spectre est caractérisé par deux condensations intenses, l'une dans le bleu ( $\lambda$  4735) qui correspond à la quatrième bande du spectre de Swan, l'autre au commencement de l'ultra-violet ( $\lambda$  3882), produite par la radiation caractéristique du cyanogène incandescent.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Sur la photolyse des alcools, des anhydrides d'acides, des éthers-oxydes et des éthers-sels par les rayons ultra-violets. — P. 383.

Les alcools donnent lieu à un dégagement abondant d'H avec formation corrélative d'aldéhyde; les éthers-oxydes donnent moins d'H et plus de carbures que les alcools; les anhydrides d'acides donnent CO<sup>2</sup>, CO, des carbures, mais pas d'hydrogène; enfin les éthers-sels, sauf les aromatiques qui semblent réfractaires à l'ultra-violet, donnent CO, CO<sup>2</sup>, H et des carbures.

---

(1) *Journal of physical chemistry*, 1902.

PIERRE GIRARD. — Sur le rôle prépondérant de deux facteurs électrostatiques dans l'osmose des solutions d'électrolytes. Mouvements osmotiques normaux. — P. 401.

**Théories et expériences montrant le rôle de l'électricité de contact (Perrin) (1).** Le sens de l'endosmose peut dépendre exclusivement du signe électrique de la veine liquide, et de l'orientation du champ actif résultant de la différence de potentiel des deux liquides que le septum sépare et de la polarisation de ce septum. D'où l'explication d'endosmoses vers les régions de moindre pression osmotique.

J. BOUSSINESQ. — Vibrations spontanées d'une barre à bouts fixes et imperméables à la chaleur, qui se met en équilibre thermique avec une atmosphère à température constante. — P. 409 et 453.

Remarques au sujet des thèses de MM. Roy et Annyck (2).

VICTOR HENRI. — Influence de diverses conditions physiques sur le rayonnement ultra-violet des lampes à vapeur de mercure en quartz. — P. 426.

Utilisation de la méthode au citrate d'argent.

Le rayonnement ultra-violet de la lampe est d'autant plus intense que la température du tube lumineux est plus élevée : si par exemple on refroidit le tube avec de l'eau, le rayonnement ultra-violet est 14 fois plus faible que dans le cas où la lampe brûle à l'air libre en consommant le même nombre de watts. De même le rendement ultra-violet dépend de la chute de potentiel dans le tube et non du nombre de watts consommés. Enfin l'affaiblissement ne se produit pour des lampes bien purgées de gaz et à électrodes bien étanches qu'après une durée de service très grande.

H. DESLANDRES et L. D'AZAMBUJA. — Vitesse de rotation des filaments noirs dans la couche supérieure de l'atmosphère solaire. — P. 442.

*Historique.* — Cartes des positions successives d'un même filament. Tableau des positions, des mouvements sidéraux par 24 heures, des filaments de 1906, 1908, 1909 et de 1910.

(1) *Journal de Chimie physique*, 1903.

(2) ROY, *Recherches sur les propriétés thermomécaniques des corps solides* (Gauthier-Villars, 1910); — ANNYCKE, *Contribution à l'étude thermomécanique des tiges et des plaques* (Gauthiers-Villars, 1911).

GEORGES DE BOTHEZAT. — Méthode pour l'étude expérimentale de l'amortissement des oscillations de certains systèmes en mouvement dans un fluide. — P. 466.

Le système étudié se compose d'un plan mince qui fait un petit angle  $\alpha$  avec un fléau à une extrémité duquel il est fixé. Un plan identique est fixé à l'autre extrémité, mais dans le prolongement du fléau et de telle sorte que le plan vertical passant par le fléau soit un plan de symétrie. On produit un vent de vitesse parallèle au fléau, on détermine la position d'équilibre du fléau, puis, donnant une impulsion, on étudie l'amortissement (1).

G. BOIZARD.

---

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

Vol. XXXIII, n° 5; juin 1911.

A. COTTON. — Sur le principe de Doppler, et son application à l'étude des vitesses radiales du Soleil. — P. 375-384.

W. Michelson a fait remarquer (2) que le mouvement relatif de la source lumineuse et de l'observateur n'est pas la seule cause qui puisse produire un changement de longueur d'onde des raies spectrales; il y en a une autre, les changements rapides d'épaisseur ou d'indice de réfraction du milieu qui les sépare. Il a expliqué ainsi les déplacements considérables des raies, au voisinage de proéminences ou de taches solaires.

M. A. Cotton applique les mêmes considérations à l'étude du mouvement de rotation d'une sphère lumineuse entourée d'une atmosphère homogène, schéma simplifié du Soleil. Négligent les réfractions et les variations d'indice avec le mouvement, il trouve que l'effet Doppler est plus grand et s'accroît un peu plus rapidement avec la distance au centre que s'il n'y avait pas d'atmosphère. Au bord de l'image, il est égal à  $n$  fois la valeur qu'il aurait eue sans atmosphère,  $n$  étant l'indice. Si  $n$  diffère peu de l'unité, la correction due à l'atmosphère est donc insignifiante. En réalité, dans le Soleil, l'atmosphère n'est pas homogène et l'indice de réfraction décroît en

---

(1) Voir : DE BOTHEZAT, *Stabilité de l'aéroplane* (Thèse de doctorat, Paris).

(2) *Astrophys. Journ.*, XIII, p. 192, et *Journal de la Soc. phys.-chim. russe*, XXXI, p. 119, analysé dans le *J. de Phys.*, 1911, p. 150.

s'éloignant du centre ; il en résulte que dans les régions où le parcours curviligne de la lumière est relativement grand, on doit s'attendre à un effet Doppler plus grand. De plus, par suite des phénomènes de dispersion anormale,  $n$  peut être, au voisinage de certaines raies, très différent de l'unité. Il serait assurément impossible, dans l'état actuel de nos connaissances, de chercher à expliciter l'ordre de grandeur des déplacements qui en résultent. Mais on peut vérifier, ce qui est très intéressant, si les dispersions anormales interviennent. On sait, en effet, que, dans l'étude des vitesses radiales, on a rencontré parfois des faits paradoxaux ; des raies différentes, de même origine, conduisant à des vitesses radiales différentes. Il faudrait rechercher systématiquement si ces anomalies se produisent pour des raies au voisinage desquelles on a le mieux démontré l'existence de la dispersion anormale ; la coïncidence serait probante, car les recherches malheureusement peu nombreuses que l'on a effectuées sur la dispersion anormale montrent que son influence n'est pas la même au voisinage des différentes raies d'un même corps.

M. Cotton montre enfin que les mouvements rapides et irréguliers d'une source au milieu d'une atmosphère causant des dispersions anormales doivent produire des déplacements vers le rouge des raies correspondantes transmises par cette atmosphère. On pourrait peut-être trouver par là, dans les mouvements moléculaires mêmes, l'explication des déplacements des raies vers le rouge produit par un accroissement de pression ; les caractères de ces déplacements sont ceux que l'on devrait attendre d'après cette explication ; mais il est difficile d'interpréter le fait que c'est la pression totale qui entre en jeu et non la pression seule du gaz donnant les raies étudiées.

E.-B. MOORE. — Sur la séparation magnétique des raies du calcium et du strontium. — P. 385-394.

Cette étude complète celles de Runge et Paschen <sup>(1)</sup> et de W. Miller <sup>(2)</sup>. Après avoir indiqué les résultats obtenus pour chacun des deux corps, l'auteur examine comment ils vérifient la loi de Preston. On devrait s'attendre, d'après elle, à ce que les raies successives d'une même série soient influencées de la même manière par le champ magnétique et se correspondent dans les deux corps. Cette

---

<sup>1)</sup> *Astroph. Journ.*, XVI, p. 123 ; 1902.

<sup>(2)</sup> *Astroph. Journ.*, XXIV, p. 105 ; 1907.

loi est parfois vérifiée dans le cas actuel, mais le plus souvent elle ne l'est pas.

HERBERT-EDMESTON WATSON. — Groupements de raies dans le spectre du néon.  
P. 399-405.

Un premier travail de l'auteur et des mesures de Baly (1) ont porté à 321 le nombre des raies connues du néon. M. Watson cherche comment on peut les grouper. Il se guide d'abord sur le spectre de l'hélium et ses six séries, mais il ne trouve dans le néon rien d'analogue. Il dresse alors une carte à grande échelle du spectre qui lui indique l'existence de trois groupes de raies séparés par de grands intervalles. Se bornant aux raies brillantes, il trouve que l'intensité générale de chacun des groupes diminue du côté ultraviolet. Le premier groupe comprend une raie très brillante, une raie plus faible, trois quadruplets et trois triplets ; le second, une raie très brillante, une plus faible, trois quadruplets et quatre triplets ; le troisième, deux raies brillantes, trois quadruplets et six ou peut-être seulement cinq triplets. Les intervalles des fréquences des raies des quadruplets sont environ 1070, 1429 et 1847 ; ceux des triplets, 1429 et 1847. Ces groupements suggèrent l'existence d'une série principale et de deux séries secondaires.

Il y a de plus un grand nombre de raies faibles, parmi lesquelles l'auteur n'a réussi à former aucun groupement.

Ch. FABRY et H. BUISSON. — Application de la méthode interférentielle à l'étude des nébuleuses. — P. 406-409.

La méthode spectroscopique interférentielle n'avait encore jamais été appliquée, à notre connaissance, aux études stellaires. Cependant ses avantages sont importants : elle donne les longueurs d'onde en valeur absolue, supprimant ainsi les sources auxiliaires de comparaison, cause d'embarras et d'erreur dans la spectroscopie astronomique ; elle permet, avec des appareils légers et peu encombrants, d'obtenir une précision supérieure à celle que donnent les spectroscopes prismatiques, très lourds et sujets à toutes sortes de flexions et de dilatation ; enfin elle permet l'étude de la constitution des radiations. *A priori* on pouvait craindre qu'elle n'exige trop de lumière

(1) *Proc. Roy. Soc., A*, LXXXI, p. 181 ; 1908 ; — *Phil. Trans., A*, CCII, p. 183 ; 1903.

pour pouvoir être appliquée avec succès à l'étude des astres qui n'appartiennent pas au système solaire; les premiers essais de MM. Ch. Fabry et H. Buisson montrent qu'il n'en est rien : avec un réfracteur d'aussi faible ouverture que celui de l'observatoire de Marseille (26 centimètres), ils ont pu ébaucher l'étude de la nébuleuse d'Orion; aussi, par la voie qu'ils indiquent aux recherches astronomiques, doit-on considérer ces essais comme tout à fait importants.

L'appareil qu'ils ont utilisé est du type dit *étalon interférentiel* à différence de marche fixe : une lame d'air comprise entre deux surfaces planes et parallèles semi-argentées. Les franges qu'il donne à l'infini sont observées à l'aide d'un système oculaire visuel ou photographique. Pour éviter le mélange des radiations émises par les différentes parties de la nébuleuse, il faut que son image nette se forme dans le même plan que celle des anneaux; cela serait réalisé si l'appareil était placé en avant de l'objectif du réfracteur; mais, en dehors des grandes dimensions que ce dispositif exigerait pour les lames argentées, le diamètre apparent des anneaux serait trop grand par rapport à celui de la nébuleuse. Les auteurs ont tourné la difficulté en plaçant les lames argentées derrière l'oculaire, mis au foyer sur l'image objective de la nébuleuse; en regardant à travers les lames avec un œil ou un appareil photographique accommodé pour l'infini, on voit une image réelle de l'astre sur laquelle se projettent les anneaux d'interférence. Le poids total de l'appareil ainsi combiné n'est que de 3 kilogrammes.

En étudiant la nébuleuse d'Orion, MM. Ch. Fabry et H. Buisson ont pu observer des anneaux d'interférence visuellement avec la radiation  $\lambda$  5007 et des différences de marche de 0,6, 2 et 5 millimètres et photographiquement avec les radiations  $\lambda$  4341,  $\lambda$  3727, des poses de 75 minutes et une différence de marche de  $0^{\text{mm}},6$ . Ces premières observations n'avaient d'autre but que de démontrer la possibilité d'appliquer la méthode; elles ne laissent aucun doute qu'avec un instrument plus puissant et mieux approprié que le réfracteur de l'observatoire de Marseille, elle donnerait sans grande difficulté des résultats de premier ordre sur les vitesses radiales relatives des diverses régions de la nébuleuse et sur les largeurs des différents raies. Ces dernières déterminations donneraient, en étudiant les raies attribuées à l'hydrogène, une indication sur la température de l'astre et en étudiant les raies d'origine inconnue une indication sur le poids atomique des gaz qui les fournissent.

EDWIN-B. FROST. — Observation de l'étoile nouvelle du Lézard  
à l'observatoire Yerkes.

Des particularités indiquées par M. Ed. Frost sur cette étoile, on peut noter que malgré une couleur nettement rouge son rayonnement était fortement actinique. Cette anomalie s'explique par une extension inaccoutumée du spectre continu dans l'ultra-violet, tandis qu'il existe une forte condensation lumineuse dans la région  $dH_{\alpha}$ .

JULES BAILLAUD.

---

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXXV, n<sup>o</sup> 8 et 9; 1911.

W.-H. KEESOM. — Recherches spectrophotométriques sur l'opalescence d'un corps dans le voisinage de son point critique. — P. 591-599.

Diverses explications de ce phénomène ont été proposées par Konovalow, Donnan et Smoluehowski. La dernière, qui attribue l'opalescence aux différences de densité produites par les mouvements moléculaires en vertu du principe de Gibbs-Boltzman, a été l'objet d'un travail récent d'Einstein, lequel signale l'intérêt que présente l'étude expérimentale de la question. Aussi l'auteur croit-il devoir résumer les résultats obtenus à ce sujet déjà, en 1908, avec le professeur Kamerlingh-Onnes.

On opérait sur l'éthylène dans un intervalle d'environ  $2^{\circ},35$  à partir du point critique. L'intensité de la lumière transversalement diffusée était mesurée par comparaison avec une lumière polarisée partiellement éteinte provenant de la même source.

Les résultats montrent que, pour une longueur d'onde déterminée, l'intensité est à peu près inversement proportionnelle à la différence entre la température d'observation et la température critique, ce qui cadre avec l'hypothèse de Smoluchowski, tandis que celle de Donnan indiquerait la proportionnalité avec  $(T - T_c)^2$ .

Les mesures faites à diverses températures du rapport entre les intensités pour deux raies différentes montrent que l'éthylène se comporte, depuis la température critique jusqu'à  $0^{\circ},7$  au-dessus, comme un système dispersif dont le degré de dispersion est plus petit que celui d'un milieu où seraient distribuées des particules diffusantes suivant la théorie de lord Rayleigh.

Enfin la mesure absolue de l'intensité de la lumière diffusée a donné 0,0007, celle de la lumière incidente étant égale à 1. Un calcul théorique de cette intensité en prenant pour base les hypothèses de Rayleigh, Lorenz et Einstein a donné 0,00075 en excellent accord avec l'expérience. L'hypothèse de Smoluchowski paraît donc à l'heure actuelle la mieux justifiée.

K.-R. KOCH. — Sur le frottement extérieur des liquides. — P. 613-616

Quand un liquide susceptible de donner des gouttes glisse le long d'une paroi solide, son mouvement dépend à la fois du frottement intérieur des molécules liquides les unes contre les autres, et du frottement extérieur de ces molécules contre la paroi. Le premier de ces frottements a une valeur finie, tandis que certaines recherches montrent que la valeur du second est infinie, c'est-à-dire que la couche liquide en contact immédiat avec la paroi est immobile, ou en d'autres termes qu'il n'y a pas *glissement* du liquide contre la paroi. Les recherches de Piotrowski et Brödmann étaient cependant opposées à cette manière de voir, que confirment au contraire les travaux plus récents de Ladenburg.

En présence de cette contradiction, l'auteur croit devoir rappeler une série de recherches antérieures et non publiées parce qu'elles étaient négatives. Elles consistent à voir si la polarisation de la paroi solide modifie la valeur *totale* du frottement. Il est évident en effet que le frottement extérieur dépend de la nature de la paroi, et que si, toutes conditions égales d'ailleurs, on modifie cette nature, on modifiera la valeur du frottement extérieur et par suite celle de la somme :

frottement extérieur + frottement intérieur = frottement total,

à moins que le second terme soit très grand par rapport au premier. On sait d'autre part que la polarisation d'une plaque métallique d'or ou de platine modifie son frottement contre une plaque de verre au sein d'un électrolyte. Or l'auteur a montré que ni la vitesse d'écoulement d'un électrolyte dans un tube métallique, ni la valeur de l'amortissement des oscillations d'une plaque métallique au sein d'un électrolyte ne sont modifiées par l'état de polarisation du tube ou de la plaque. L'auteur conclut donc à la confirmation de l'hypothèse d'absence de glissement, ou d'adhérence de la couche mince de liquide voisine de la plaque.

CH. LEENHARDT.



DESIDER STEINER. — Pertes par hystérésis dans les bronzes ferro-magnétiques manganèse, aluminium en fonction de la fréquence du champ alternatif. — P. 727-754.

L'auteur étudie les propriétés magnétiques dans un champ alternatif de période comprise entre 1060 et 4860 de divers alliages d'Heuster pris sous forme de barreaux cylindriques d'environ 5 centimètres de long et 1 centimètre de diamètre.

Les méthodes de mesure employées sont au nombre de deux :

1° L'auteur trace au moyen d'un tube de Braun le cycle représentant l'induction en fonction du champ, cycle dont l'aire mesure les pertes totales dans l'éprouvette ;

2° Par une méthode combinée de l'emploi du wattmètre électrostatique et des propriétés de la résonance, il évalue les pertes dues à l'aimantation de ses éprouvettes et cherche, en utilisant des formules approchées donnant la loi de la répartition de l'induction dans l'épaisseur du barreau en fonction de ses dimensions et de la fréquence du courant magnétisant, à calculer les pertes dues aux courants induits et à séparer l'action de l'hystérésis proprement dite de celle des courants de Foucault. Ce mode de séparation des pertes ne présente pas beaucoup de garanties d'exactitude, et le seul fait qui semble résulter de ce travail, c'est que, pour les éprouvettes étudiées, à champ magnétisant constant, les pertes totales semblent présenter un maximum vers la fréquence 4000. R. JOUAUST.

H. DU BOIS et G.-J. ELIAS. — Influence de la température et du champ magnétique sur les spectres d'absorption et de fluorescence (*Deuxième communication*). — P. 617, 679.

Ce mémoire fait suite à un précédent publié en 1908 <sup>(1)</sup>. Il comprend des recherches complémentaires, ainsi qu'une rectification relative à des erreurs qui s'étaient glissées dans la publication des longueurs d'ondes des bandes d'absorption des composés du chrome. Les expériences ont été reprises avec de nouveaux appareils, en particulier avec un grand électro-aimant demi-circulaire à pièces polaires pouvant être immergées dans l'air liquide ; celui-ci permet l'étude des substances à la température de — 190° et dans un champ magnétique de 43.000 gauss <sup>(2)</sup>.

(1) *Ann. de Phys.*, XXVII, p. 233 ; 1908.

(2) H. du Bois, *Zeitschr. f. Instrumentenk.*, XXXI, p. 300 ; 1911.

Une grande partie du mémoire est consacrée à des compléments sur l'absorption et la fluorescence du rubis avec ou sans champ magnétique, pour des températures variant de  $-190^{\circ}$  à  $900^{\circ}$  environ.

Les auteurs donnent des résultats relatifs aux déplacements subis en dehors du champ, par les bandes d'absorption ou de fluorescence sous l'action de la température. Dans le champ, ils indiquent les résultats concernant deux raies particulièrement intenses, situées dans le rouge, qui donnent lieu chacune à un quadruplet, quand on observe perpendiculairement au champ et lorsque l'axe du rubis est perpendiculaire à la fois à la direction du champ et à la direction des rayons lumineux.

On trouve que les raies de fluorescence coïncident avec les raies d'absorption dans le spectre ordinaire et dans le spectre extraordinaire. Aussi peut-on facilement obtenir le renversement des raies rouges à  $-190^{\circ}$ , en utilisant deux rubis dont l'un émet les radiations (en prenant la lumière solaire comme lumière excitatrice) et dont l'autre les absorbe. Cette propriété permet de répéter avec deux rubis, dont l'un est situé dans le champ magnétique, une expérience analogue à celle de Cotton pour les flammes sodées.

Les auteurs ont aussi reproduit avec le rubis une expérience analogue à celle de Righi, en plaçant, entre nicols croisés, un rubis dont l'axe coïncide avec le champ magnétique.

Enfin d'autres expériences ont été effectuées avec les sels des métaux des terres rares, principalement le nitrate d'erbium : quelques bandes ne sont pas affectées par le champ, tandis que les autres sont plus ou moins modifiées. Dans la plupart des cas, les deux spectres, ordinaire et extraordinaire, sont différents. Les écarts des composantes dans le champ sont très grands et augmentent en général avec la longueur d'onde. Certaines bandes, dans le rouge, se trouvent avoir, dans un champ magnétique de 50.000 unités, des écarts sensiblement doubles de ceux des raies D du sodium. Ces écarts paraissent proportionnels à l'intensité du champ. H. LABROUSTE.

A. EINSTEIN. — Considérations élémentaires sur le mouvement moléculaire thermique dans les corps solides. — P. 679-694.

Ce travail purement théorique comprend trois parties :

1° Il existe des écarts systématiques entre la loi théorique reliant les

chaleurs spécifiques au rayonnement et les résultats de l'expérience. Ces écarts tiennent à ce que, comme l'auteur le démontre, les oscillations de la molécule sont très loin d'être monochromatiques et que, pendant une demi-période, la variation d'énergie est une fraction importante de l'énergie initiale; le corps se comporte en réalité comme un mélange de résonnateurs fortement amortis et dont les fréquences sont comprises dans un certain domaine;

2° La fréquence du mouvement atomique est donnée par deux formules, l'une de Einstein, l'autre de Lindemann. Ces deux formules sont homogènes quand on tient compte des dimensions des grandeurs employées;

3° Les lois de conductibilité calorifique dans les isolants électriques cristallisés sont en désaccord avec la mécanique moléculaire, mais on peut, en se servant uniquement des dimensions des grandeurs employées, établir une formule qui donne bien l'ordre de grandeur des conductibilités, on trouve en même temps comment cette conductibilité, pour un corps monoatomique, est probablement reliée au poids et au volume atomique, et à la fréquence moyenne de l'atome.

A. SÈVE.

H. SIEGLERSCHMIDT. — Module d'élasticité et dilatation thermique des métaux. — P. 775-782

L'auteur établit empiriquement la relation :

$$\frac{E}{S} (A\beta)^n = C,$$

dans laquelle E représente le module d'élasticité,  $\beta$  le coefficient de dilatation, S le poids spécifique et A le poids atomique du métal considéré.

c et n désignent deux constantes.

La vérification numérique, qui porte sur onze métaux, se fait à  $\pm 4$  0/0 près, sauf pour le plomb, l'argent et le palladium. Pour ce dernier, l'écart atteint 16 0/0.

Les valeurs des constantes sont respectivement :

$$C = 34.000, \quad n = 1,2,$$

le gramme-poids étant pris pour unité.

L. DÉCOMBE.

## PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XII; 1911.

WALTER SORKAU. — Recherches expérimentales sur le frottement interne de quelques liquides organiques en écoulement forcé ou turbulent. — P. 582-595.

Il s'agit ici de quelques particularités remarquables, dont l'existence avait été signalée à l'auteur par MM. Bose et Rauert, dans les valeurs que prend le frottement interne, quand le liquide s'écoule dans un tube capillaire sous une forte pression.

La loi de Poiseuille sur le frottement interne dans un écoulement normal est :

$$pt = K,$$

$p$  étant la pression,  $t$  le temps d'écoulement d'un volume donné de liquide à travers le capillaire, et  $K$  une constante, dépendant naturellement du capillaire et de la masse de liquide, et aussi de la nature du liquide et de la température.

Or, si l'on construit des courbes où le produit  $pt$  est porté en ordonnées et la pression  $p$  en abscisses, on constate que, contrairement à la loi de Poiseuille,  $pt$  va en croissant avec  $p$ , dès qu'on atteint l'écoulement forcé, dû au frottement *hydraulique*.

Le coefficient angulaire de ces courbes est plus ou moins grand, de sorte que, quand la pression varie, les valeurs relatives de la viscosité pour divers liquides varient : ainsi pour les faibles pressions, ces valeurs vont croissant dans la série alcool, eau, chloroforme, alors que, pour des pressions plus élevées, elles deviennent identiques pour les trois corps.

Mais le chloroforme présente de plus une particularité intéressante : alors que les courbes définies plus haut sont parfaitement continues pour l'eau et l'alcool, elles présentent une discontinuité très nette pour le chloroforme à une certaine pression. A chaque température, cette discontinuité a lieu pour des valeurs différentes de la pression, et les points de discontinuité ainsi obtenus s'alignent parfaitement sur une courbe telle que le produit  $pt$  augmente quand la pression augmente et la température diminue. Il en est de même pour l'acétone et le triméthyléthylène. On peut penser que le phénomène est général, et que s'il ne s'est pas présenté pour l'eau et l'alcool, c'est que la température maxima employée (35°) correspondait,

pour l'apparition de la discontinuité, à une pression trop élevée pour avoir été réalisée.

L'auteur pense que cette discontinuité provient d'une variation d'agrégation moléculaire, et correspond à des états comparables pour les divers liquides.

Si, au lieu de prendre comme variable  $p$  et  $pt$ , on prend  $\log p$  et  $\log \frac{1}{t}$ , on obtient des courbes sensiblement rectilignes. La loi de Poiseuille donnerait pour l'inclinaison  $\alpha$  sur l'axe des  $x$  :

$$\cotang \alpha = 1.$$

On trouve au contraire pour l'eau, le chloroforme, l'acétone et l'amylène: 1,514; 1,535; 1,530; 1,505, soit des valeurs sensiblement égales, ce qui est remarquable pour quatre corps chimiquement aussi différents. Sauf pour l'eau, cette inclinaison se modifie pour une certaine valeur de  $\log p$  (existence de la discontinuité), et on a alors d'autres valeurs de  $\cot \alpha$  (chloroforme, 1,815; acétone, 2,30; amylène, 2,125), qui sont peut-être sous la dépendance des configurations variables de la molécule des liquides *simples*.

Ces intéressantes recherches doivent être étendues à toute une série de liquides, et dans une plus grande échelle de température et de pression.

E. GOLDSTEIN. — Recherches sur les spectres de phosphorescence des substances aromatiques solides avec le filtre ultra-violet. — P. 614.

L'auteur étudie les spectres de phosphorescence émis par des combinaisons de la série aromatique, refroidies par l'air liquide, et excitées par la lumière ultra-violette. Il compare les résultats obtenus avec ceux que donnent les rayons cathodiques.

Une même substance peut donner trois sortes de spectres :

1° Tout à fait au début de l'excitation, un spectre *préliminaire* (*vorspectrum*), correspondant à l'émission de la substance pure ;

2° Pendant l'excitation, après un temps plus ou moins long suivant qu'elle est due aux rayons ultra-violet ou aux rayons cathodiques, apparaît le *spectre principal*, qui paraît résulter d'une modification chimique partielle de la substance ;

3° Enfin, les mêmes corps dissous à l'état de traces dans des substances isomorphes, donnent lieu aux *spectres de solution*, qui se manifestent principalement après l'excitation.

Tous les corps qui ne sont pas purifiés avec le plus grand soin par fractionnement manifestent ces spectres de solution, dont il est très difficile de se débarrasser complètement.

Ces divers spectres sont continus ou discontinus. Un type fréquemment rencontré consiste en six bandes larges, uniformément distribuées dans tout le spectre visible, et tournant leur bord le plus lumineux vers le violet. Le refroidissement rétrécit et avive ces bandes.

L. BRUNINGHAUS.

C.-A. SKINNER et L.-B. TUKERMANN. — Les interféromètres à pénombre.  
P. 620-626.

Les auteurs donnent la théorie générale des interféromètres à pénombre, dont deux types ont déjà été étudiés par A. Cotton et par S. Pokrowski. Ils montrent que la sensibilité de ces instruments, beaucoup plus grande que celle des interféromètres ordinaires, permet d'apprécier le  $\frac{1}{20.000}$  de longueur d'onde. Ils indiquent les conditions dans lesquelles on doit employer chacun des types différents de ces appareils.

W.-H. JULIUS. — Les raies H et K du calcium dans le spectre des différentes régions du disque solaire. — P. 674-684.

Charles E. Saint-John, au mont Wilson, et Deslandres, à Meudon, ont plusieurs fois observé sur les raies H et K du calcium un phénomène de déplacement remarquable dans le spectre solaire. 1° Au centre du disque les raies sombres  $H_3$  et  $K_3$  sont étroites et déplacées vers le rouge, tandis que les raies brillantes  $K_2$  et  $H_2$  plus larges sont déplacées vers le violet; 2° la grandeur du déplacement décroît du centre au bord du disque, tandis que la largeur de ces raies va en augmentant.

Julius donne de ce phénomène une interprétation fondée sur sa théorie de la dispersion anormale. Voici d'abord comment il explique le déplacement des raies H et K au centre du disque solaire. La lumière qui provient des couches basses de la chromosphère subit en la traversant une perte, par suite de la diffusion et des réfractions irrégulières qui se produisent dans ce milieu qu'on peut assimiler à un milieu trouble. Or lord Rayleigh a démontré que cette perte est pro-

portionnelle au carré de l'indice de réfraction. Mais, au voisinage d'une raie d'absorption, l'indice prend des valeurs absolues très grandes. Si donc on construit une courbe qui représente l'intensité de la lumière transmise, abstraction faite de l'effet propre de l'absorption, cette courbe présente de chaque côté de la position correspondant à la raie d'absorption et tout près de celle-ci un minimum; et, les deux minima ainsi obtenus encadrent un maximum central. Si maintenant on tient compte de l'absorption, ce maximum devient un minimum principal séparé des deux minima précédents par deux maxima faibles. D'autre part la constante de réfraction  $R = \frac{n - 1}{\Delta}$

est toujours plus grande en valeur absolue du côté rouge que du côté violet. Il résulte de là et de la théorie générale de la dispersion anormale que le centre d'intensité de la raie sombre correspondant au minimum principal sera déplacé vers le rouge, tandis que la raie double brillante qui la borde sera déplacée vers le violet.

Lorsqu'on va du centre vers le bord du disque solaire, on observe une diminution générale de la lumière transmise: les maxima et minima de la courbe deviennent moins marqués et leur dissymétrie a moins d'influence. Il en résulte que les déplacements des raies paraissent moins considérables et que la raie centrale  $K_3$  devient plus large.

Au contraire, les réfractions plus ou moins irrégulières prennent une importance de plus en plus grande et la distance des deux composantes de  $K_2$  va en augmentant.

A vrai dire cette interprétation se trouve en butte à plusieurs difficultés. D'une part, en effet, les deux composantes de  $K_2$  devraient être dissymétriques au bord du disque; et Saint-John a constaté une symétrie à peu près parfaite. D'autre part la distance des composantes de  $K_2$  est plus grande au bord du disque que dans le spectre des flocculi et des facules: ce qui est contraire à la théorie.

La théorie a donc besoin d'être perfectionnée: elle doit cependant être préférée à l'explication cinétique classique qui se heurte à de grosses difficultés d'ordre mécanique.

F. CROZE

THORKESSON. — Équation d'état et chaleur interne de vaporisation. — P. 633.

1. L'auteur met l'équation d'état sous la forme :

$$(1) \quad p + a\rho^{\frac{5}{3}} = \frac{RT}{m} f(\rho),$$

$\rho$  désignant la densité du fluide,  $m$  sa masse moléculaire,  $a$  un coefficient fonction de la seule température et  $R$  la constante d'Avogadro.

La chaleur interne de vaporisation :

$$L = \int_1^2 \left( T \frac{\partial p}{\partial T} - p \right) dv,$$

prend alors la forme :

$$(2) \quad L = \frac{3}{2} \left( a - T \frac{\partial a}{\partial T} \right) \left( \rho_1^{\frac{2}{3}} - \rho_2^{\frac{2}{3}} \right),$$

$\rho_1$  désignant la densité du liquide saturé et  $\rho_2$  celle de la vapeur saturée.

2. D'un autre côté l'auteur adopte empiriquement la formule :

$$(3) \quad L = C_1 \frac{\rho_1 - \rho_2}{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{T}{T_e} \right)^2},$$

où  $C_1$  désigne une constante égale à :

$$\frac{9}{4} k_1 \frac{RT_e}{m\rho_e^3}.$$

( $T_e$  et  $\rho_e$  représentent les valeurs critiques de  $T$  et de  $\rho$  et  $k_1$  une constante universelle.)

En identifiant (2) et (3) on trouve une équation différentielle qui permet de déterminer  $a$  en fonction de  $T$  et d'expliciter la forme de l'équation caractéristique. Cette forme n'est pas simple.

L. DÉCOMBE.



W. STEINHAUS. — Sur les indications des appareils thermiques utilisés pour la mesure des courants de haute fréquence. — P. 657-659.

L'auteur a étudié divers ampèremètres thermiques Hartmann et Braun de 1, 2 et 5 ampères. Il comparait leurs indications à celles que fournissait l'observation photométrique d'un filament de lampe à incandescence parcouru par le courant de haute fréquence à mesurer. Celui-ci était obtenu à l'aide d'un arc de Poulsen; la longueur d'onde pouvait varier entre 1.500 et 550 mètres. Dans ces limites, les indications des appareils expérimentés furent trouvées à peu près indépendantes de la fréquence. Seul un ampèremètre de 1 ampère, ancien modèle, présenta des indications différant de 2 ou 3 0/0, suivant qu'il était utilisé en courant continu ou en courant oscillant de longueur d'onde 550 mètres.

PAUL DE LA GORCE.

MAX REINGANUM. — Mobilité des ions dans les gaz. 2<sup>e</sup> partie. — P. 666-671.

Les résultats théoriques, obtenus par l'auteur et appliqués d'abord aux gaz purs<sup>(1)</sup>, peuvent rendre compte de la grande mobilité des ions lourds dans les gaz légers. Mais, pour obtenir un accord plus satisfaisant entre la théorie et l'expérience, il est nécessaire de compléter les hypothèses. M. Reinganum indique dans quel sens ces corrections doivent être faites.

F. ROTHER. — Passage de l'électricité entre des conducteurs très rapprochés. P. 671-674.

L'auteur a étudié la variation, en fonction de la distance, du courant qui s'établit entre deux surfaces métalliques, sous l'action d'une faible différence de potentiel, insuffisante pour produire l'étincelle. La plus grande distance utilisée était de l'ordre de grandeur des longueurs d'ondes lumineuses.

L'intervalle séparant les conducteurs a été déterminé par l'observation des franges de Fabry et Perot; le courant a été mesuré à l'aide du dispositif qui sert pour les courants d'ionisation.

---

(1) *J. de Phys.*, voir ce vol., p. 706.

L'expérience a montré que le courant diminue d'abord rapidement quand la distance croît jusqu'à 50  $\mu\mu$  environ, puis beaucoup plus lentement. En outre, les phénomènes restent les mêmes dans l'air et dans le vide quand on opère à l'abri de toute poussière, on peut conclure que les porteurs d'électricité sont ici des électrons métalliques.

M. BARRÉE.

---

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE ;

T. LXXVII; 1911.

RONSTED. — Étude sur l'affinité chimique : 4<sup>e</sup> partie, La formation du chlorure double d'ammonium et de plomb. — P. 129-144.

Ce travail expérimental a pour but de mesurer l'affinité de formation de  $\text{NH}^+\text{Cl}, 2\text{PbCl}^2$  à partir des deux chlorures, c'est-à-dire la variation du potentiel thermodynamique. L'auteur a montré <sup>(1)</sup> qu'on arrivait au résultat par des mesures de forces électromotrices. Le nombre trouvé est très différent de la chaleur de formation.

SVEDBERG et INOUE. — Une méthode nouvelle de vérification de la loi de Boyle-Gay-Lussac appliquée aux solutions colloïdales. — P. 145-191.

Il s'agit d'un travail expérimental important sur la compressibilité des solutions colloïdales. Les expériences ont porté sur les solutions d'or et de gomme-gutte. Les principaux résultats obtenus sont les suivants : 1<sup>o</sup> La compressibilité des solutions diminue quand la concentration et la grosseur des particules augmentent, le rapport de cette compressibilité à celle qu'on déduirait de la loi de Gay-Lussac tend vers l'unité pour de très grandes dilutions ; dans ces conditions, la loi serait rigoureusement applicable ;

2<sup>o</sup> Aucune des impuretés ajoutées n'a d'influence sur la compressibilité, au moins dans les limites des erreurs d'expériences ;

3<sup>o</sup> La compressibilité des solutions colloïdales est indépendante de la viscosité du milieu dispersif ;

---

(1) *Z. f. ph. Ch.*, t. LVI, 1906.

4° La loi de Dalton sur l'indépendance mutuelle des pressions partielles est valable pour ces solutions.

Cependant la compressibilité des solutions de gomme-gutte se rapproche davantage de la loi de Gay-Lussac que celle des solutions d'or.

KJELLIN. — La théorie de la dissociation électrolytique considérée au point de vue de l'énergie électrique des ions. — P. 192-211.

Il s'agit d'un travail posthume important relatif à la théorie des ions. Si les lois des gaz, valables pour les molécules dissoutes, ne s'appliquent pas rigoureusement aux ions, cela doit tenir à leurs charges électriques et aux forces intérieures qui en résultent. En particulier, il faut faire subir une correction à la pression. La première partie du travail a pour but le calcul de cette correction à partir des forces électriques; dans le cas de deux ions-grammes résultant de la dissociation complète d'un électrolyte binaire, on arrive à l'équation d'état des ions :

$$\left(p + \frac{a}{\sqrt[3]{V^2}}\right) V = \frac{2}{3} C,$$

C étant la constante correspondant aux molécules. On tire alors de cette équation les conditions d'équilibre de la dissociation électrolytique, et ce résultat théorique se vérifie très bien avec les solutions de NaCl, KCl, MgSO<sup>4</sup>, ZnSO<sup>4</sup>, CuSO<sup>4</sup>.

Dans la seconde partie, l'auteur cherche à expliquer l'origine de la dissociation électrolytique. Les liaisons d'origine électrique entre les atomes de la molécule tendent à chasser le diélectrique et à le remplacer par un autre à constante plus élevée; mais en même temps ces liaisons s'affaiblissent. Ces considérations, appliquées à la transformation d'un métal en ses ions, expliquent l'action des différents dissolvants sur la différence de potentiel entre un métal et les solutions de ses ions; enfin l'équation d'état des ions permet de calculer la tension de dissolution électrolytique d'un métal.

REINDERS. — Études sur les photohaloïdes. — P. 213-226.

On appelle ainsi les produits résultant de l'action de la lumière sur les sels halogénés de l'argent. Cette étude commence par les chlo-

tures; elle montre que le photochlorure ne peut jamais être une combinaison intermédiaire stable de Ag métallique et AgCl pur, c'est du chlorure AgCl coloré par de l'argent colloïdal absorbé. En effet le photochlorure dissous dans l'ammoniaque et l'hyposulfite laisse un résidu d'argent; quand on a ajouté de la gélatine au dissolvant, la dissolution se fait sans résidu. D'autre part, certains cristaux, comme les aluns K, Rb, Cs sont colorés par Ag colloïdal, et d'autres colorants organiques ou minéraux sont absorbés par les cristaux de AgCl et les colorent.

EHRENFEST. — Le principe de Le Chatelier-Braun et les théorèmes de réciprocité de la thermodynamique. — P. 227-244.

Ce principe est énoncé en général de la façon suivante : Considérons un système thermique en équilibre stable et admettons que deux paramètres seulement,  $\rho$  et  $\sigma$ , soient variables. Une cause extérieure agit dans deux cas : 1°  $\sigma$  étant constant, elle amène la variation  $\delta_1\rho$ ; 2°  $\sigma$  étant abandonné à lui-même, elle amène la variation  $\delta_2\rho$ ; on a toujours l'inégalité:

$$\delta_2\rho \leq \delta_1\rho.$$

Après avoir montré qu'un exemple simple contredit cet énoncé, l'auteur cherche à déduire des principes de la thermodynamique un énoncé exact. Le résultat est qu'il y a lieu de distinguer des paramètres de quantité et des paramètres d'intensité (définition d'Ostwald). L'inégalité n'a le sens indiqué que si  $\rho$  et  $\sigma$  appartiennent chacun à une classe de paramètres; s'ils appartiennent à la même, il faut changer le sens de l'inégalité.

BRINER. — A propos de la condensation de deux gaz utilisée comme critérium de la formation d'une combinaison. — P. 245-249.

Réponse à une critique de Scheffer que l'auteur trouve injustifiée.

A. SÈVE.

APERÇU THÉORIQUE SUR LES OSCILLATIONS D'UNE COLONNE  
DE LIQUIDE DANS UN TUBE EN U ;

Par M. BOUSSINESQ.

Les mouvements d'une colonne liquide plus ou moins longue contenue dans un tube en U et écartée de sa position d'équilibre, mouvements que considère M. Menneret (1), sont visiblement rendus très complexes par les frottements de la paroi ou plutôt de la pellicule fluide immobilisée contre la paroi, qui inégalisent plus ou moins les vitesses  $u$  aux diverses distances  $r$  de l'axe, malgré la valeur commune des accélérations (positives ou négatives) et, par suite, des vitesses, que l'inégalité incessante de poids des deux branches de la colonne imprime à tout le fluide d'une même section normale.

Considérons d'abord ce que M. Menneret appelle le second régime d'oscillation, réalisé quand la colonne est assez courte pour osciller rapidement. Dans la première partie de chaque demi-oscillation, alors que les accélérations imprimées sont relativement grandes, mais les vitesses acquises encore petites, le quotient  $\frac{u}{U}$  des vitesses individuelles  $u$  des filets fluides, à travers une même section  $\sigma$ , par leur moyenne  $U$ , est sensiblement l'unité, sauf très près de la paroi où, pour  $r$ , presque égal au rayon  $R$  du tube, une couche fluide très mince éprouve de très grandes vitesses relatives de glissement. Et c'est ce régime assez simple que suppose ma manière d'évaluer le frottement extérieur exposée au paragraphe II de mon mémoire inséré au n<sup>o</sup> éro d'octobre 1878 du *Journal de mathématiques pures et appliquées*. Alors le frottement extérieur travaille, en somme, comme si ce frottement était le produit, par la vitesse intérieure  $U$  (que M. Menneret écrit  $\frac{da}{dt}$ ), d'un coefficient constant fictif,  $\varepsilon_1$ , de frottement extérieur, égal, avec mes notations [formule (27) du mémoire] à  $\sqrt{\frac{\pi \rho g}{2T}}$ , ou, avec les notations de M. Menneret, à  $\sqrt{\frac{\pi \mu \gamma}{T}}$ .

L'équation du mouvement revient alors, avec les notations de M. Menneret (vu que  $U = \frac{da}{dt}$ ) à

$$\pi R^2 l \mu \frac{d^2 a}{dt^2} + 2\pi R l \sqrt{\frac{\pi \mu \gamma}{T}} \frac{da}{dt} + \pi R^2 \mu g \cdot 2a = 0,$$

(1) Voir ce vol., pages 753 et 797.

ou bien à

$$(1) \quad \frac{d^2a}{dt^2} + \frac{2}{R} \sqrt{\frac{\pi\eta}{\mu T'}} \frac{da}{dt} + 2 \frac{g}{l} a = 0.$$

Ce régime peut approximativement être censé durer toujours si la période  $T'$  est *assez courte* pour que les frottements n'y aient pas le temps d'*inégaliser* beaucoup les vitesses  $u$  aux diverses distances  $r$  de l'axe. Voilà pourquoi l'équation (1) ci-dessus donnera une *théorie approximative du deuxième régime* de M. Menneret. Alors le coefficient théorique  $\lambda$  d'extinction ou d'amortissement est

$$\lambda = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{\pi\eta}{\mu T'}},$$

avec

$$T' = 2\pi \sqrt{\frac{l}{2g}} \sqrt{1 + \frac{(\lambda T')^2}{4\pi^2}} = T \sqrt{1 + \frac{(\lambda T')^2}{4\pi^2}},$$

formules où la valeur de l'amortissement  $\lambda T'$  est demandée directement à l'observation par M. Menneret.

Il en résulte

$$(2) \quad \lambda^2 = \frac{\eta}{\mu} \cdot \frac{\pi}{R^2 T'} \quad \text{et} \quad (\lambda T')^2 = \frac{\eta}{\mu} \cdot \frac{\pi T'}{R^2};$$

d'où, en remplaçant  $T'$  par sa valeur en fonction de  $\lambda T'$ ,

$$(3) \quad (\lambda T')^2 = \frac{\eta}{\mu} \cdot \frac{\pi}{R^2} \cdot T \sqrt{1 + \frac{(\lambda T')^2}{4\pi^2}}.$$

On en tire enfin pour  $\frac{\eta}{\mu}$ , en demandant, comme il est dit, le produit  $\lambda T'$  (que M. Menneret écrit  $\frac{\log A_0}{\log e}$ ) à l'observation :

$$(4) \quad \frac{\eta}{\mu} = \frac{R^2}{\pi} \frac{(\lambda T')^2}{T \sqrt{1 + \frac{(\lambda T')^2}{4\pi^2}}}.$$

Mais cette formule se trouve donner des valeurs de  $\frac{\eta}{\mu}$  légèrement trop fortes, sans doute parce qu'il se produit un peu d'agitation tourbillonnaire qui accroît les frottements. En effet, la formule de M. Menneret, qui donne de bonnes valeurs de  $\frac{\eta}{\mu}$  contient dans l'équation (4) le facteur  $\frac{1}{\pi}$  au lieu de  $\frac{1}{4}$ .

Arrivons maintenant au premier régime d'oscillation observé par M. Menneret, dans lequel la période  $T'$  est assez longue pour que, passé le commencement de chaque oscillation, les frottements extérieurs *inégalisent beaucoup*, à travers chaque section  $\sigma$ , les vitesses  $u$ , dont la moyenne  $U$  est seule désormais la même à travers toutes les sections. Alors l'accélération moyenne  $\frac{dU}{dt}$  étant d'ailleurs censée très petite, le régime se rapprochera beaucoup de ce que j'appelle, au paragraphe I du même mémoire de 1878, un *régime graduellement varié*, toujours assez voisin du régime uniforme dans les écoulements bien continus. L'équation de ce régime est représentée au paragraphe I en question par les deux formules (11) et (13). Or, ici où  $U, \frac{dU}{dt}$  sont constants d'un bout du tube à l'autre bout, où, de plus, la section  $\sigma = \pi R^2$  est invariable et où, le tube étant circulaire, le coefficient  $\eta$  se réduit à  $\frac{1}{3}$  et le terme  $\beta U \left(\frac{z}{\sigma}\right)^2$  à  $\frac{8\varepsilon}{\rho g R^2} U$ , ces deux équations donnent simplement

$$(5) \quad \sin I - \frac{1}{\rho g} \frac{dp_0}{ds} = \frac{8\varepsilon}{\rho g R^2} U + \frac{4}{3g} \frac{dU}{dt}.$$

Dans cette équation,  $s$  est une abscisse courbe, comptée le long de l'axe du tube, dans le sens qui va, par exemple, de la colonne initialement la plus haute à la plus basse;  $p_0$  est la pression le long de l'axe et  $\sin I$  la pente de l'axe, c'est-à-dire le rapport  $\frac{dz}{ds}$ , si  $z$  est l'ordonnée verticale, comptée de haut en bas, du point de l'axe à abscisse  $s$ . Multiplions par  $\frac{ds}{l}$  et intégrons sur la longueur  $l$ , depuis le haut de la colonne haute jusqu'au haut de la colonne basse, en observant que  $p_0$  a la même valeur sous les deux ménisques terminant la colonne, et, de plus, que l'accroissement total de  $z$  entre les deux ménisques est ce que M. Menneret appelle  $-2a$ . Il vient ainsi

$$-\frac{2}{l} a = \frac{4}{3g} \frac{dU}{dt} + \frac{8\varepsilon}{\rho g R^2} U,$$

ou bien, en multipliant par  $\frac{3g}{4}$  et vu que, d'une part,  $U = \frac{da}{dt}$  et,

d'autre part, que  $\frac{\varepsilon}{\rho}$  est ce que M. Menneret appelle  $\frac{\eta}{\mu}$ ,

$$(6) \quad \frac{d^2a}{dt^2} + \frac{6\eta}{\mu R^2} \frac{da}{dt} + \frac{3}{2} \frac{ga}{l} = 0.$$

Il en résulte

$$\lambda = \frac{3\eta}{\mu R^2} \quad \text{et} \quad \frac{3g}{2l} = \frac{4\pi^2}{T'^2} + \lambda^2 = \frac{4\pi^2}{T'^2} \left( 1 + \frac{(\lambda T')^2}{4\pi^2} \right),$$

ou bien

$$(7) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{et} \\ \lambda T' = \frac{3\eta T'}{\mu R^2} \\ T' = 2\pi \sqrt{\frac{2l}{3g}} \sqrt{1 + \frac{(\lambda T')^2}{4\pi^2}} = \frac{2}{\sqrt{3}} T \sqrt{1 + \frac{(\lambda T')^2}{4\pi^2}}. \end{array} \right.$$

Et l'on en tirerait finalement, en fonction de la valeur observée de  $\lambda T'$  si celle-ci était la valeur théorique,

$$(8) \quad \frac{\eta}{\mu} = \frac{R^2 (\lambda T')}{3T'} = \frac{R^2}{2\sqrt{3}} \frac{(\lambda T')}{T \sqrt{1 + \frac{(\lambda T')^2}{4\pi^2}}} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{R^2 (\lambda T')}{4T \sqrt{1 + \frac{(\lambda T')^2}{4\pi^2}}} \\ = 1,455 \frac{R^2 (\lambda T')}{4T \sqrt{1 + \frac{(\lambda T')^2}{4\pi^2}}}.$$

Mais la valeur expérimentale de l'amortissement  $\lambda T'$  sera plus forte que notre valeur théorique. Car la réalité est intermédiaire entre le cas précédent, d'une part, où les frottements à la paroi, produits entre la pellicule immobilisée et une couche voisine à vitesse moyenne  $U$  étaient visiblement les plus grands possibles dans un régime bien continu, et, d'autre part, le cas théorique actuel, où ils se produisent entre la même pellicule et une couche non moins voisine, mais à vitesse presque nulle aussi, ce qui les réduit au maximum. Les frottements sont donc, en réalité, plus grands que ne les suppose l'équation (5); et, par suite de l'amortissement effectif,  $\lambda T'$  doit être plus fort que l'amortissement théorique figurant au dernier membre de (8). D'où il suit que, pour avoir le vrai rapport  $\frac{\eta}{\mu}$ , M. Menneret n'a pas eu besoin de multiplier la valeur constatée de

$$\frac{R^2 (\lambda T')}{4T \sqrt{1 + \frac{(\lambda T')^2}{4\pi^2}}} \text{ par } 1,455.$$



Il faut observer, de plus, que l'équation (5) n'est applicable, ni, comme on a vu déjà, au commencement de chaque oscillation simple, ni même vers la fin, alors que la pesanteur enraie uniformément le mouvement dans toute l'étendue de chaque section  $\sigma$  et qu'elle doit, par conséquent, avoir annulé et même renversé la vitesse près des parois, bien avant de l'avoir annulée près de l'axe : il doit donc y avoir alors, près des parois, *des contre-courants notables*. Enfin, à aucun moment, cette équation (5) ne peut s'appliquer près des deux ménisques terminaux de la colonne ; là où la capillarité rend la vitesse  $U$  commune à tous les filets fluides.

En résumé, ces phénomènes, si simples d'apparence, sont fort complexes au fond ; et la théorie n'y fournit, dans les deux cas, qu'une approximation, suffisante toutefois pour jeter un peu de lumière sur la question.

---

**MOUVEMENT OSCILLATOIRE ET MOUVEMENT UNIFORME DES LIQUIDES  
DANS LES TUBES CYLINDRIQUES. FROTTEMENT INTERNE (1) ;**

Par M. M. MENNERET.

---

**DEUXIÈME PARTIE**

**ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT UNIFORME D'UN LIQUIDE  
DANS UN TUBE CYLINDRIQUE**

C'est après avoir remarqué que les formules données jusqu'ici pour représenter le régime hydraulique ne tiennent pas compte de l'existence d'une vitesse critique que j'ai repris l'étude de l'écoulement uniforme.

Le tube d'écoulement  $TT'$  horizontal (*fig 1*) est fixé à un flacon  $F$  d'une dizaine de litres. Plusieurs de ces tubes portent en  $A$ , sur une petite ouverture, un tube manométrique ; alors, dans l'écoulement par le tube  $AT'$ , la perte de charge à l'entrée se trouve éliminée. La charge à l'orifice  $T$  est mesurée par la hauteur  $H$  et la charge en  $A$  par la hauteur  $H_1$ . En  $E$  se trouve un trop-plein qui déverse cons-

---

(1) Voir ce vol. p. 753.

tamment. Le débit  $D$  est mesuré en pesant l'eau écoulée en un temps connu. Le rayon  $r$  du tube est mesuré par un jaugeage au mercure, après avoir reconnu que le tube est à peu près cylindrique.

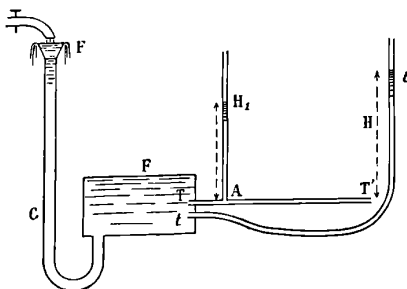


FIG. 1.

Je crois inutile de rapporter ici les expériences qui ne présentent aucune difficulté : on les trouvera dans le mémoire détaillé ou dans la thèse. J'insisterai surtout sur les résultats.

**Étude du premier régime d'écoulement uniforme.** — 1° *Expériences faites avec la portion de tube AT', c'est-à-dire en éliminant la perte de charge à l'entrée.* Ces expériences montrent que pendant le premier régime  $\frac{H_1}{D}$ , est constant.

Donc, pourvu que l'on élimine la perte de charge à l'entrée, quel que soit le diamètre du tube, la loi de Poiseuille s'applique pendant le premier régime. Ainsi j'ai obtenu pour l'eau les valeurs suivantes de  $\eta$  :

$AT' = 69^{\text{cm}}, 2$	$r = 0,093$	$\eta = 0,0115$ à $15^{\circ}, 2$
70 ,3	$r = 0,1483$	0,0117 15
171 ,6	$r = 0,2128$	0,119 14 ,3

M. Couette (thèse 1890) avait déjà établi ce même résultat ainsi que le suivant.

Pendant le deuxième régime  $\frac{H_1}{D}$  augmente avec  $D$ .

La représentation graphique (fig. 2) donne donc pour le premier régime une droite AC, pour le deuxième régime une courbe CB d'allure parabolique.

Leur rencontre définit en C le point critique algébrique. Sur quatre tubes différents j'ai vérifié que ce point C satisfait à l'équation de Reynolds :

$$\frac{\mu r V_c}{\eta} = 1\,000.$$

J'ai tenu à faire cette vérification avant d'appliquer la formule de Reynolds dont j'aurai besoin plus loin.

Il est certain que, ici encore, le passage d'un régime à l'autre se fait non par un point anguleux, mais par une courbe telle que C<sub>1</sub>C<sub>2</sub> : l'expérience le montre.

2° *Étude du premier régime sur le tube entier.* — *Perte de charge à l'entrée.* — Si H est la différence de charge entre les deux extrémités du tube TT', les résultats expérimentaux que j'ai obtenus et ceux que j'ai puisés dans la thèse de M. Couette montrent que pendant le premier régime le rapport  $\frac{H}{D}$  augmente avec D.

Or, d'après le paragraphe précédent, la loi de Poiseuille s'applique jusque dans le voisinage de l'extrémité T du tube, on en conclut alors nécessairement que, à l'entrée du tube, il se produit une perte de charge qui va en augmentant avec la vitesse : elle est employée au moins en grande partie à communiquer au liquide sa force vive.

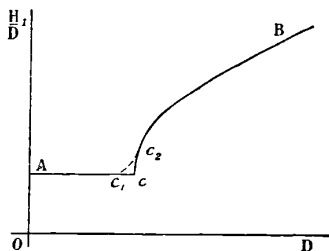


FIG. 2.

Cette perte de charge a été déterminée théoriquement par M. Couette. Pourtant l'expérience montre que la correction ainsi calculée est insuffisante, et M. Couette ajoute alors le terme correctif  $\lambda$ , ce qui donne la formule

$$\eta = \frac{\pi r^4 g \mu}{8 l D} \left( H - \frac{D^2}{\pi^2 r^4 g} \right) \frac{l}{l + \lambda}.$$

De l'avis même de M. Brillouin, cette formule est encore insuffi-

sante pour les grandes vitesses du premier régime. Pour ces raisons j'ai cherché à utiliser les résultats de nos expériences pour trouver le terme correctif.

Pour tous les tubes que j'ai employés, la variation de  $\frac{H}{D}$  pendant le premier régime est bien représentée par :

$$(1) \quad \frac{H}{D} = A + BD,$$

A et B étant des constantes dépendant du tube. J'indique seulement ici les formules (1) relatives à chacun de mes tubes et j'y joins celles qui représentent les expériences de M. Couette :

*Résultats de mes expériences.*

$r = 0,0936$	$l = 99,3$	$t = 15^{\circ},5$	$\frac{H}{D} = 38,08 + 4,55 D$
0,147	40,5	17	2,402 + 0,277 D
0,1483	100,2	15	6,12 + 0,266 D
0,2103	101,1	14,2	4,55 + 0,0678 D
0,2128	202	14,2	3,02 + 0,067 D
0,2211	68	15	0,85 + 0,059 D

*Résultats déduits des expériences de M. Couette.*

$r = 0,04998$	$l = 15,848$	$t = 11^{\circ}$	$\frac{H}{D} = 85,42 + 19,12 D$
0,04998	5,272	11	28,56 + 19,1 D
0,09036	22,616	13,6	10,30 + 1,837 D
0,2969	132,9	17,3	0,4775 + 0,0184 D
0,2969	44,4	17,3	0,1593 + 0,0184 D

J'ai utilisé également les expériences de Poiseuille dites de la deuxième série. Partout le premier régime est représenté par la forme d'équation ci-dessus.

Cette équation s'écrit :

$$H - BD^2 = AD$$

La perte de charge à l'entrée est donc  $\epsilon = BD^2$  et le terme  $H_0 = AD$  représente la charge absorbée par les frottements. On doit donc avoir, d'après la loi de Poiseuille :

$$(2) \quad \eta = \frac{\pi r^4 g \mu}{8 l D} \cdot (AD).$$

En utilisant les valeurs de A indiquées ci-dessus, on obtient les valeurs suivantes de  $\eta$  :

tube $r = 0,0936$	$\eta = 0,01138$ à $15^{\circ},5$
0,147	0,0109 17
0,1483	0,01145 15
0,2103	0,0117 14 ,2
0,2128	0,0117 14 ,2
0,04998	0,0130 10 ,7
0,09036	0,01185 13 ,6
0,2969	0,01077 17 ,3

Ces valeurs de  $\eta$  pour l'eau concordent bien avec celles de Poiseuille. J'ajouterai qu'elles sont nettement meilleures que celles que donnent la formule de M. Couette.

La relation (2) ci-dessus peut s'écrire, en remplaçant AD par  $H - BD^2$  et posant  $B = \frac{K}{\pi^2 r^4 g}$  :

$$\eta = \frac{\pi r^4 g \mu}{8 l D} \left( H - \frac{K D^2}{\pi^2 r^4 g} \right)$$

et les valeurs numériques de K conduisent nettement à écrire (voir mon mémoire) :

$$K = 1 + 0,65 \sqrt{r}.$$

La formule complète du premier régime s'écrit donc :

$$(2) \quad \eta = \frac{\pi r^4 g \mu}{8 l D} \left[ H - \frac{(1 + 0,65 \sqrt{r}) D^2}{\pi^2 r^4 g} \right];$$

en consultant les tableaux numériques de ma thèse, on verra que par cette formule on obtient des valeurs de  $\eta$  meilleures que par la formule de M. Couette, qui jusqu'à présent était préférable aux autres.

**Étude du deuxième régime d'écoulement uniforme.** — Les ingénieurs hydrauliciens admettent, d'après d'anciennes expériences, que la perte de charge à l'entrée d'un tuyau est, pendant le deuxième régime (en l'exprimant en colonne du liquide étudié) :

$$(3) \quad h = \frac{1,49 D^2}{2 g \pi^2 r^4}.$$

Devant utiliser cette formule plus loin, je l'ai d'abord vérifiée au

moyen d'expériences personnelles et au moyen d'expériences tirées de la thèse de M. Couette, toutes ont donné une très bonne vérification. Il en résulte que la charge absorbée par les frottements est, pendant le deuxième régime :

$$(4) \quad H_0 = H - \frac{1,49D^2}{2g\pi^2r^4}.$$

*Recherche de l'équation représentant le deuxième régime d'écoulement uniforme dans un tube.* — L'étude du deuxième régime d'oscillation nous a conduit à cette conclusion : Tout se passe dans ce régime comme si le coefficient de frottement était le même que dans le premier, et comme si les molécules glissaient les unes sur les autres suivant un chemin de longueur supérieure à la longueur  $l$  de la colonne liquide : en d'autres termes, il se produit des tourbillons. Il est alors naturel d'admettre que, ici encore, le coefficient de frottement est le même; mais le chemin de glissement  $L$  est plus grand que la longueur  $l$  du tube.

Je calcule alors  $L$  en appliquant la formule de Poiseuille :

$$L = \frac{\pi r^4 g H_0 \mu}{8\eta D}.$$

$H_0$ , charge absorbée par les frottements sur la longueur  $l$  du tube, est donnée par la formule (4).

Pour les expériences où le tube porte un manomètre en A, la valeur de  $L$  correspondant à la portion de tube AT se calcule en remplaçant  $H_0$  par  $H_1$ , qui est directement donné par l'expérience.

Pour chacun des tubes, j'ai calculé la vitesse critique  $V_c$  par la formule de Reynolds, et j'ai fait figurer dans les tableaux d'expériences le rapport  $\frac{L}{l}$ . On trouvera tous ces résultats expérimentaux dans le mémoire complet (*Annales de la Faculté de Grenoble*) et dans ma thèse (mai 1911).

Pour trouver la représentation algébrique des expériences, il suffit de remarquer que, au point critique, on a  $L = l$  et  $V = V_c$ . Il y a donc lieu d'essayer une équation de la forme :

$$\left(\frac{L}{l} - 1\right)^m = n \left(\frac{V}{V_c} - 1\right),$$

$m$  et  $n$  étant des constantes.

Les résultats de mes expériences sont très bien représentés par :

$$(5) \quad \left(\frac{L}{l} - 1\right)^{1,36} = 1,6 \left(\frac{V}{V_c} - 1\right),$$

quels que soient le diamètre et la longueur du tube. Dans mes expériences, le diamètre du tube varie entre 0<sup>cm</sup>,13 et 0<sup>cm</sup>,36.

Cette formule représente aussi très bien les expériences de M. Couette où le rayon varie de 0,09 à 0,30.

Elle est aussi parfaitement d'accord avec les expériences anciennes de Bossut, faites avec des tubes beaucoup plus larges :  $r = 1^{\text{cm}}, 81$  et  $r = 2^{\text{cm}}, 71$ .

Dans ces diverses expériences, la vitesse a varié de 33 centimètres par seconde à 439 centimètres par seconde, et le débit de quelques centimètres cubes à 3.710 centimètres cubes par seconde.

Elle se montre également d'accord avec la formule de M. Maurice Levy pour des tubes dont le rayon va jusqu'à 1 mètre et plus. Cette formule de M. Levy, déduite de considérations théoriques, est, sous la forme que lui a donnée son auteur pour les tuyaux incrustés, très appréciée par les ingénieurs hydrauliciens.

Si on se place loin du point critique, de façon que l'unité soit négligeable à côté de  $\frac{L}{l}$  et de  $\frac{V}{V_c}$  la formule (5) s'écrit alors :

$$\frac{H_0}{l} = KV^{1,735},$$

K étant une fonction de  $r$ , de  $\mu$  et de  $\eta$ . Hagen, en Allemagne, puis Reynolds, en Angleterre, ont donné, dans ces mêmes conditions, une formule analogue avec, respectivement, pour exposants 1,75 et 1,722. La formule que j'obtiens se trouve donc ainsi d'accord avec celles de Hagen et de Reynolds.

*Généralisation de cette formule.* — La formule (5) a été établie par des expériences faites uniquement avec l'eau. Mais quelques expériences faites avec d'autres liquides m'ont nettement montré qu'elle s'applique encore, quelle que soit la nature du liquide. Elle s'applique donc à tous les tubes et à tous les liquides, et nous verrons du reste plus loin une autre preuve de cette généralisation dans le cas des gaz.

*Théorème des états correspondants.* — Si, dans une expérience du deuxième régime,  $H_0$  est la charge absorbée par les frottements, on a :

$$L = \frac{\pi r^4 g \mu}{8 \eta} \cdot \frac{H_0}{D}.$$

Au point critique, la charge étant  $H_{0c}$  et le débit  $D_c$ , on a :

$$l = \frac{\pi r^4 g \mu}{8\eta} \cdot \frac{H_{0c}}{D_c},$$

d'où :

$$\frac{L}{l} = \frac{H_0}{D} \times \frac{D_c}{H_{0c}} = \frac{H_0}{V} \times \frac{V_c}{H_{0c}},$$

et alors l'équation (5) s'écrit :

$$\left( \frac{H_0}{H_{0c}} \times \frac{V_c}{V} - 1 \right)^{1,36} = 1,6 \left( \frac{V}{V_c} - 1 \right)$$

(et nous pouvons remarquer qu'elle s'applique aussi au premier en remplaçant le deuxième membre par zéro).

On déduit de cette équation l'énoncé suivant :

**THÉORÈME DES ÉTATS CORRESPONDANTS.** — *Pour des vitesses correspondantes, les charges absorbées par les frottements sont aussi correspondantes, quels que soient le tube et le liquide, et cela pour les deux régimes.*

Résultat très général, analogue à celui trouvé dans l'étude du mouvement oscillatoire.

**Complément.** — J'ai cherché à représenter de la même façon (voir ma thèse) les expériences faites par M. Couette avec l'eau et avec l'air par la méthode du cylindre tournant. J'ai trouvé qu'une équation du type de l'équation (5), la même pour les deux fluides, eau et air, représente bien les expériences : ce qui confirme la généralisation que j'ai indiquée plus haut en l'étendant aux gaz. Dans cette équation, l'exposant est encore 1,36, mais le coefficient du second membre est 2,6 au lieu de 1,6. Il est à penser d'après cela que l'exposant de 1,36 est caractéristique de la nature du phénomène, tandis que le coefficient du second membre dépend de la forme de l'appareil employé pour produire le mouvement du liquide.

Après avoir lu le travail que je viens de résumer, M. Boussinesq m'a fait l'honneur de m'adresser la lettre suivante :

« Les expériences remarquables par leur nombre, leur variété et leur précision, que vous avez faites sur le mouvement d'un liquide dans un long tube en U, m'ont suggéré diverses réflexions. Ces réflexions font l'objet de l'article précédent (1).

(1) Voir ce vol., p. 793



**ÉTUDE DE L'AIMANTATION DES CORPS FERROMAGNÉTIQUES  
AU-DESSUS DU POINT DE CURIE (1).**

Par MM. Pierre WEISS et G. FOEX.

*Les ferronickels.* — Les questions que nous avons cherché à résoudre dans cette étude des ferronickels sont les suivantes :

1. Comment la constante de Curie et les autres propriétés magnétiques d'une solution solide dépendent-elles des propriétés des métaux composants ?

2. Peut-on déduire de l'étude de ces alliages *au-dessus* de leurs points de Curie des renseignements nouveaux sur leur constitution (2) ?

Les expériences ont été faites sur des alliages préparés à partir de nickel pur et de fer électrolytique, de même provenance (Merck) que les métaux qui ont été étudiés dans la première partie de ce travail. Les alliages ont été préparés par fusion directe des composants dans un four électrique à résistance et dans une atmosphère d'hydrogène.

Ces alliages, dont les teneurs sont échelonnées de 10 en 10 0,0, ont déjà servi à une étude de M. F. Hegg (3) sur l'aimantation à saturation à différentes températures.

Les échantillons étaient taillés en forme d'ellipsoïdes. Le même appareil a servi à faire les mesures. Pour produire les températures élevées, on a employé un four à carcasse en nickel. Dans le voisinage du point de transformation, où le nickel aurait pu modifier le champ, on lui a substitué un four à carcasse en cuivre. Malgré cela, dans le voisinage du point  $\theta$ , il y a toujours un ou deux points qui tombent au-dessus des courbes expérimentales. Il s'agit là du phénomène déjà rencontré dans l'étude du nickel et du cobalt et qui dépend des propriétés au voisinage immédiat du point de Curie.

Les alliages ont toujours été chauffés dans un courant d'hydrogène. Les ellipsoïdes étaient, comme d'habitude, portés par une coupelle de platine fixée à l'extrémité du tube de quartz. On empêchait le contact entre l'alliage et le platine en interposant une mince couche de magnésie.

(1) Voir ce volume p. 744.

(2) Voir aussi P. WEISS, *Revue de Métallurgie*, vol. VI, p. 680 (1909).

(3) F. HEGG, *Arch. des Soc. phys. et nat.*, t. XXIX, p. 592, et t. XXX, p. 15 (1910).

La correction du magnétisme du support (1 à 2 0/0) a été faite.

La représentation graphique des résultats, dans laquelle, comme précédemment, on a porté les températures en abscisses et les valeurs de  $1 : \chi$  en ordonnées, est contenue dans les *fig. 1* et 2.

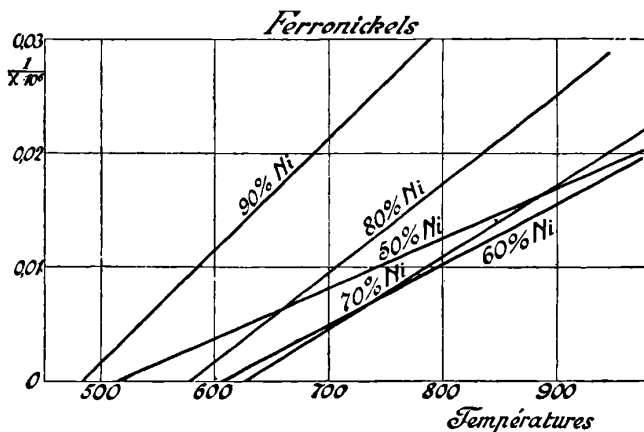


FIG. 1.

Tous les ferronickels dont la teneur en nickel est supérieure à 40 0/0 donnent, de même, une droite unique. On trouvera leurs points de Curie et leurs constantes de Curie dans le tableau III.

*Alliage : 60 0/0 fer, 40 0/0 nickel.* — En partant des températures élevées et en faisant décroître la température, on trouve d'abord (*fig. 1*) une portion de droite donnant la constante de Curie 0,0256. Une deuxième série faite à températures croissantes a donné des points qui, à un petit décalage constant près, retombent sur la même droite. Ce décalage est dû probablement à un mauvais réglage du corps au maximum d'attraction. Cette première portion de droite est donc réversible. Le point de Curie qui lui correspond est à  $\Theta = 423^\circ + 273^\circ$  environ, avec  $C = 0,0251$ .

Au-dessous de  $790^\circ$  se trouve une région de transition où la courbe représentative a la même forme que la courbe de la magnétite dans la région de passage. On retrouve ce genre de transformation, que nous avons désigné par la lettre  $\psi$  pour les alliages suivants, à peu près à la même température.

A partir de  $730^\circ$  et toujours à température décroissante, on trouve

une deuxième droite pour laquelle  $C = 0,047$  et  $\theta = 335^\circ + 273^\circ$ . Au-dessous de  $730^\circ$ , le phénomène est irréversible : aux températures croissantes, on trouve des points situés au-dessous de ceux obtenus quand la température décroît ; la courbe ascendante tendant à rejoindre la courbe descendante quand on se rapproche de  $730^\circ$ . Mais l'étude du phénomène est compliquée par sa dépendance variable du temps dans les régions irréversibles. La région  $\psi$  est encore réversible.

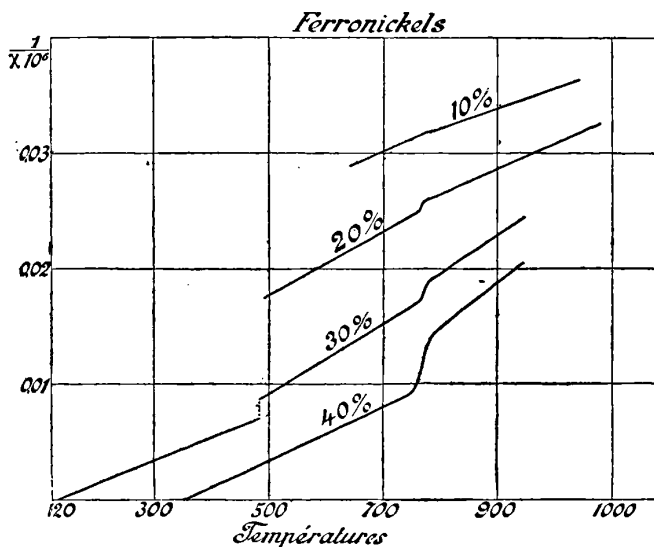


FIG. 2.

La dernière série d'expériences a mis en évidence une troisième droite, non représentée dans la figure, réversible dans une région de faible étendue et caractérisée par :  $C = 0,091$  et  $\Theta = 300^\circ + 273^\circ$ .

Les trois alliages suivants, à 30, 20 et 10 0/0 de nickel, ont présenté beaucoup d'analogie, au point de vue expérimental, avec celui à 40 0/0. Ils ont manifesté les mêmes irréversibilités, le phénomène désigné par  $\psi$  et ont donné lieu à plusieurs températures  $\Theta$  et constantes de Curie correspondant à des intervalles de température relativement restreints. Après l'alliage à 40 0/0 pris comme exemple, il n'y aurait guère d'intérêt à reproduire le détail des observations faites sur les autres. Nous nous bornons à donner les résultats dans le tableau IV.

GROUPEMENT ET DISCUSSION  
DES RÉSULTATS SUR LES FERRO-NICKELS.

Il est nécessaire de dire ici que tous les renseignements que nous donnons sur le côté réversible du diagramme ont un caractère de

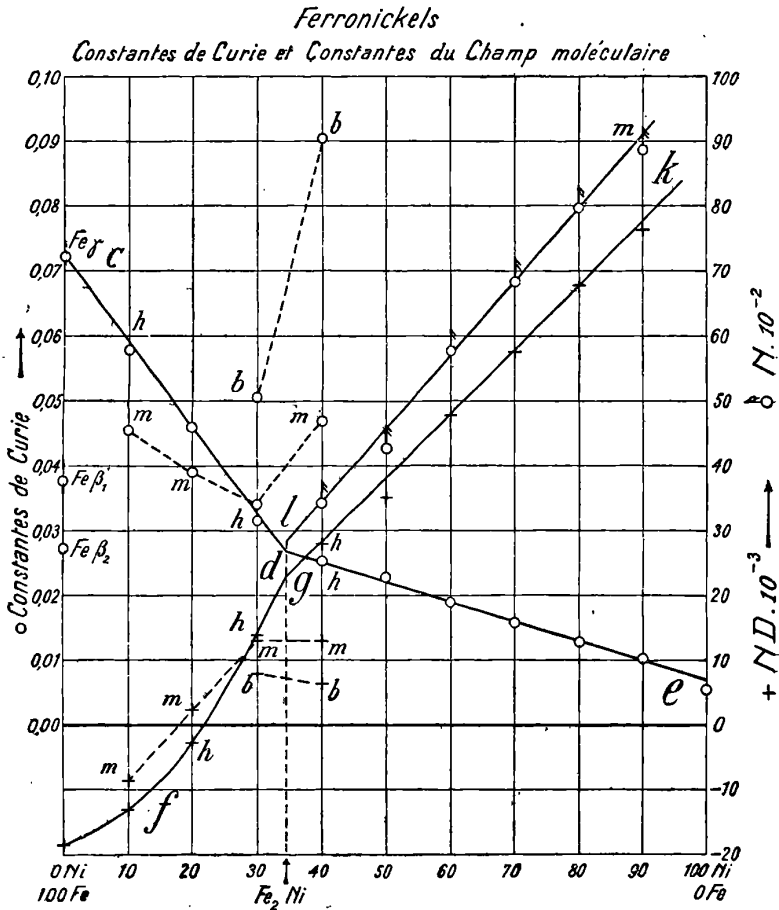


FIG. 3.

précision plus grand que ceux relatifs aux déterminations et aux conclusions sur les alliages irréversibles. Cela tient aux difficultés plus grandes des expériences sur ces derniers et à ce qu'un nombre bien plus

grand d'alliages et de mesures eussent été nécessaires pour caractériser avec certitude une telle multiplicité d'aspects. Aussi, tandis que la physionomie générale des réversibles résulte clairement de notre

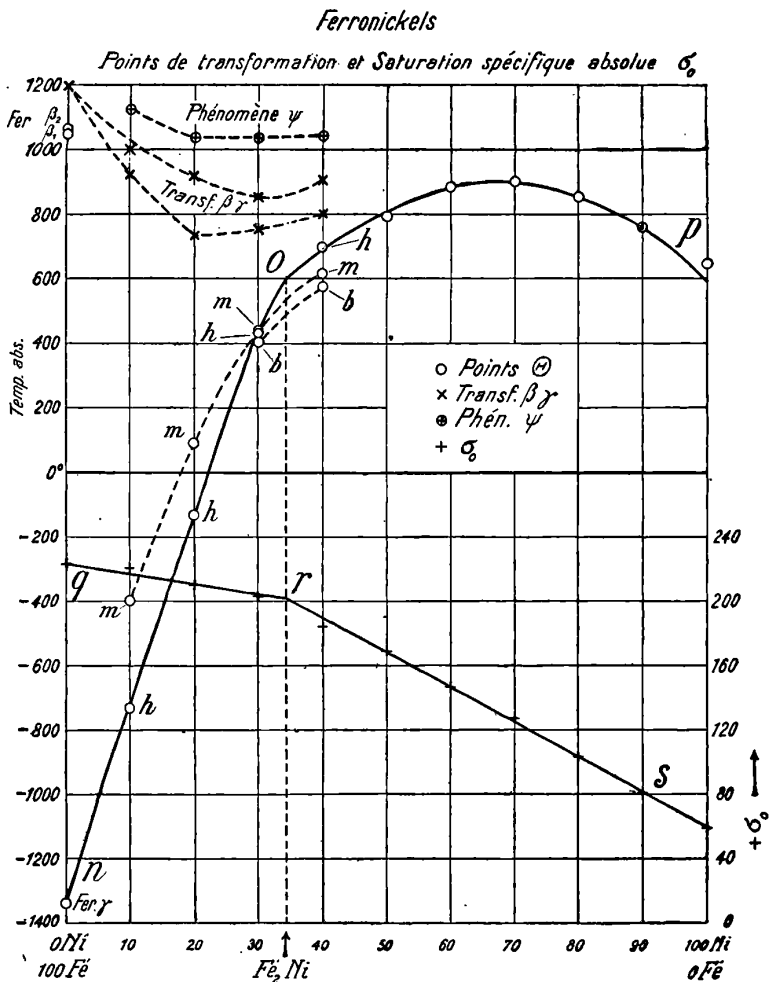


FIG. 4.

travail, nous n'avons pas, pour les irréversibles, abouti à une vue d'ensemble et une partie seulement de leurs propriétés, celles aux températures les plus élevées, ont pu être classées avec régularité en

fonction de la teneur. Néanmoins nous avons noté dans les tableaux III, IV et VI et représenté dans les *fig.* 3 et 4 même les observations isolées ou raccordées par petits groupes, pensant qu'on y trouverait des indications utiles pour l'orientation des recherches ultérieures (1).

TABLEAU III.

*Réversibles.*

Ni 0/0	C	$\Theta$ abs.	$\frac{\Theta}{C} = ND$	D densité (Hegg)	N	Satur. spec. $\sigma^\circ$ abs. (Hegg)
100	0,00555	645°	116 000	8,86	8,870	58,8
90	0,0100	763	76 300	8,60	7,970	80,6
80	1265	856	67 700	8,50	6,840	103,1
70	157	903	57 500	8,40	5,770	127,1
60	185	885	47 800	8,30	4,280	146,8
50	227	797	35 100	8,20	3,440	169,2
40 (irrév.)	251	700	27 900	8,10		184,2
<i>Fe<sup>2</sup>Ni par interpolation</i>						
34,4	0,0267	870	23 200	8,05	2,840	202,0

TABLEAU IV.

*Irréversibles.*

Ni 0/0	Hautes températures			Moyennes températures		
	C	$\Theta$ abs.	ND	C	$\Theta$ abs.	ND
40	0,0251	— 790°	27.900	0,047	608°	12.930
30	315	435°	13.800	34	442°	13.000
20	460	— 130°	— 2.820	39	90°	2.750
10	577	— 732°	— 13.150	455	— 396°	— 8.700
Basses températures						
Ni 0/0	C	$\Theta$ abs.	ND	D	$\sigma^\circ$	
40	0,091	573°	6.300	8,10	184,2	
30	0,051	405°	7.940	8,06	203,6	
20	—	—	—	8,02	210,8	
10	—	—	—	7,89	221,0	

TABLEAU V.

*Fer.*

	C	$\Theta$ abs.	$\frac{\Theta}{C} = ND$
Fer $\beta_1$ .....	0,0390	1.047°	26.800
$\beta_2$ .....	0,0274	1.063°	38.800
$\gamma$ .....	0,072	— 1.340°	— 18.600

*Constantes de Curie.* — En représentant les constantes de Curie

(1) Une étude spéciale des irréversibles est en voie d'exécution.

des réversibles et pour les irréversibles celles qui correspondent aux températures les plus élevées ( $h$ ) en fonction de la teneur, on obtient la ligne brisée  $cde$  de la *fig. 3*. La droite  $de$  est assez bien déterminée par un nombre suffisant de points, pour que l'on puisse affirmer que du côté réversible la preuve expérimentale de la variation linéaire de la constante de Curie est faite. Il semble bien qu'il en soit de même du côté des irréversibles, mais ici on ne peut être aussi affirmatif, pour les raisons que nous avons indiquées. La droite  $de$  ne passe pas par le point extrême correspondant au nickel pur. L'écart de 25 0 0 ne peut être dû à une erreur d'expérience. La droite  $cd$ , au contraire, semble passer par le point correspondant au fer  $\gamma$ ; mais cette coïncidence doit être notée sous toutes réserves, la constante de Curie du fer  $\gamma$  étant la moins certaine parmi toutes celles que nous avons déterminées au cours de ce travail. La droite  $de$  qui représente les constantes de Curie du côté du nickel passe assez exactement par le point correspondant au fer  $\beta_1$ , mais il est presque certain que cette dernière coïncidence est fortuite, puisque les intermédiaires à 10, 20, 30 0/0 de nickel font défaut.

Le point d'intersection des deux droites  $cd$  et  $de$  correspond à la composition 34,4 Ni, 65,6 Fe, c'est-à-dire à la formule  $Fe_2Ni$ . Cette combinaison n'a pas encore été signalée. Guertler et Tammann (<sup>1</sup>), qui ont déterminé le diagramme des points de fusion des ferronickels, indiquent bien un maximum anguleux dans le voisinage de cette composition. Mais, chose curieuse, tandis qu'ils ne tirent aucune conclusion de ce caractère habituel des combinaisons chimiques, ils font l'hypothèse gratuite de l'existence de la combinaison  $FeNi_2$  qui serait révélée par le minimum arrondi de leur courbe de fusion. Nous ne tarderons pas à rencontrer d'autres arguments en faveur de l'existence de la combinaison  $Fe_2Ni$ . Elle départage assez exactement les ferronickels réversibles et irréversibles, au sens que l'on attribue à ces termes, à la suite de l'étude, notamment, du magnétisme fort aux basses températures. Cette limite ne peut être maintenue aux températures relativement élevées, où, nous l'avons vu, l'alliage à 40 0/0 de nickel devient, lui aussi, irréversible.

Les ferronickels forment donc, au moins aux hautes températures, deux séries ininterrompues de solutions solides s'étendant d'une part entre Fe et  $Fe_2Ni$  et de l'autre entre  $Fe_2Ni$  et Ni.

(<sup>1</sup>) *Zeitschr. für Anorg. Chemie*, 45, p. 205 (1905).

La variation linéaire de la constante de Curie dans chacun de ces intervalles peut donc s'énoncer en généralisant : *Dans une solution solide de deux métaux magnétiques la constante de Curie est additive.* Si la théorie du paramagnétisme de Langevin est exacte, cette propriété en résulte immédiatement, chaque molécule contribuant au moment magnétique résultant indépendamment de ses voisines et dans la mesure où l'agitation thermique le lui permet. Mais le mode de détermination des constantes de Curie que nous avons employé dans ce travail implique l'exactitude de la théorie du champ moléculaire. Si elle était fautive, les quantités déterminées pourraient ne pas être des constantes de Curie. L'additivité vient donc aussi à l'appui de la théorie du champ moléculaire.

Nous avons porté dans la même *fig. 4* (points *m* et *b*) les déterminations fragmentaires de constantes de Curie correspondant aux températures moyennes et basses dans les irréversibles.

*Températures de transformation.* — Les températures absolues des points de Curie  $\Theta$  ont été portées dans la *fig. 4*. La courbe en traits pleins *nop* correspond aux constantes de Curie représentées dans la *fig. 3* par la ligne brisée *cde*. Cette courbe n'avait jamais été étendue à tout l'intervalle de Fe à Ni. En outre, dans la partie anciennement connue par l'étude des ferronickels réversibles, notre tracé se distingue de ceux des observateurs précédents par l'angle vif en *o*. On voit que si la marche des points de transformation n'impose pas la combinaison  $\text{Fe}_2\text{Ni}$ , elle lui est du moins favorable. Ici encore les déterminations fragmentaires en moyennes et basses températures ont été marquées aux points *m* et *b*.

Dans la même figure ont encore été représentées les données qui figurent au tableau suivant :

TABLEAU VI.

Ni 0/0	Phénomène $\psi$		Transformation $\beta\gamma$	
	Température	$\Delta\chi$	Temp. asc. 1.193° abs.	Temp. desc.
10	1.121° abs.	+ $0,4 \cdot 10^{-6}$	1.000°	925°
20	1.035°	— $2,15 \cdot 10^{-6}$	920°	735°
30	1.035°	— $5,7 \cdot 10^{-6}$	850°	750°
40	1.013°	— $33,6 \cdot 10^{-6}$	900°	800°

Nous avons appelé phénomène  $\psi$  la variation assez rapide de  $\chi$ , localisée dans un intervalle de quelques degrés ou quelques dizaines



de degrés, qui se manifeste dans les représentations graphiques par des points d'inflexion. Sauf pour l'alliage à 10 0/0, où le phénomène est peu marqué et par conséquent difficile à préciser, il se produit à une température presque exactement constante. Son amplitude est donnée par la colonne  $\Delta\chi$  du tableau VI. C'est la grandeur de la variation rapide du coefficient d'aimantation avec le signe qu'elle a quand la température croît.

Les données trop incomplètes sur ce phénomène ne nous ont pas permis de faire une hypothèse sur sa nature.

Les deux dernières colonnes du tableau indiquent une transformation qui se caractérise par une variation considérable du coefficient d'aimantation à température constante, qui se rattache par continuité à la transformation  $\beta\gamma$  du fer. Comme celle-ci, elle exige un certain temps, mais sa lenteur croît beaucoup avec la richesse en nickel. En même temps la température qui, aux conséquences de cette lenteur près, est la même pour le fer aux températures croissantes et décroissantes, se dédouble d'une manière marquée en fonction de la teneur en nickel. Les nombres que nous donnons n'ont pas le caractère de limites précises, ce sont les températures auxquelles le phénomène commençait à prendre une importance marquée. Il n'est possible, non plus, de dire si le dédoublement du point de transformation dans les ferro-nickels est apparent ou réel, une étude de l'influence du temps n'ayant pas été faite.

*Constante du champ moléculaire.* — Le champ moléculaire  $H_m$  a été défini par l'équation déjà citée :

$$(2) \quad H_m = Ni,$$

et le coefficient  $N$  ainsi introduit figure dans :

$$(3) \quad CND = \Theta,$$

où  $D$  est la densité.

Nous avons calculé les quotients  $C = ND$  (tableaux III, IV, V), et nous les avons représentés dans la *fig.* 3. Nous obtenons pour les réversibles et les irréversibles aux hautes températures (points  $h$ ) la ligne  $fgk$ .  $gh$  est rectiligne au degré de précision des expériences. *Pour les ferro-nickels réversibles, auxquels s'ajoute l'alliage à 40 0/0 de nickel aux hautes températures, la variation de  $ND$  est linéaire.* La variation de la même quantité du côté des alliages à faible teneur en nickel est représentée par une courbe. Mais, à part les réserves

814 WEISS ET FOEX. AIMANTATION DES CORPS FERROMAGNÉTIQUES déjà faites sur la précision du point correspondant au fer  $\gamma$ , les alliages irréversibles sont trop peu nombreux pour qu'on puisse affirmer qu'une singularité entre Fe et  $\text{Fe}_2\text{Ni}$  n'a pas passé inaperçue. On ne peut donc dire actuellement si cette intéressante loi linéaire n'est qu'un cas particulier ou représente une propriété générale des solutions solides de métaux magnétiques. De nouvelles expériences sont nécessaires sur cette question.

Dans les cas où cette loi est valable, elle entraîne comme conséquence la forme parabolique de la courbe représentant  $\Theta$  en fonction de la teneur, qui avait été déjà remarquée par les observateurs antérieurs. Dans la *fig. 4* nous avons adopté, de  $o$  en  $p$ , un tracé parabolique qui, nécessairement, passe à côté du point correspondant au nickel pur, auquel ne s'étendent pas les deux lois linéaires.

Les tableaux III et IV contiennent encore les densités  $D$ , déterminées graphiquement d'après les observations de Hegg, en tenant compte de ce que celles qu'il donne pour 30 et 40 0/0 de nickel, sont trop faibles, par suite de la porosité de la matière. Au moyen de ces densités ont été calculées les valeurs du coefficient  $N$  représentées en  $lm$  (*fig. 3*). La variation de la densité dans les ferro-nickels est trop faible pour que l'on puisse dire si la variation linéaire est plus approchée pour le produit  $ND$  ou pour le coefficient  $N$  lui-même.

*Autres faits à l'appui de l'existence de la combinaison  $\text{Fe}_2\text{Ni}$ .* — Le coude en  $g$  (*fig. 3*), dans la représentation de  $ND$  en fonction de la composition des alliages suggère nettement l'existence de la combinaison  $\text{Fe}_2\text{Ni}$ .

D'autre part, les expériences de M. Hegg sur l'aimantation à saturation des ferronickels à diverses températures <sup>(1)</sup>, qui ont été étendues jusqu'à la température de l'air liquide, ont permis, par une extrapolation n'introduisant qu'une faible incertitude, de déterminer la saturation spécifique au zéro absolu  $\sigma_0$ . Cette quantité a été notée dans les tableaux III et IV et représentée graphiquement en  $qrs$  dans la *fig. 4*. Tant que l'on considérait les ferronickels comme une suite unique de solutions solides, la valeur de  $\sigma_0$ , plus élevée que l'indiquait la loi des mélanges, était très surprenante. Elle s'explique au contraire fort bien, comme on s'en rend compte sur la *fig. 4*, par la combinaison  $\text{Fe}_2\text{Ni}$ . *Le moment magnétique moléculaire, additif dans les solutions, cesse de l'être dans la combinaison chimique.*

---

(1) F. HEGG, *loc. cit.*

NOUVEAU CHRONOMÈTRE ÉLECTRIQUE <sup>(1)</sup>;

Par M. Ch. FÉRY.

Les modes d'entretien mécanique du balancier des montres et chronomètres sont nombreux, et quelques-uns (échappement à ancre et à détente) réalisent à peu près complètement les conditions théoriques <sup>(2)</sup> requises.

Il ne semble pas qu'on ait réussi aussi bien par l'emploi de l'électricité; c'est ce problème que je me suis posé, et que j'ai résolu comme je l'expliquerai plus loin.

Je rappellerai auparavant que le balancier circulaire, qui a sur le pendule le grand avantage de pouvoir fonctionner dans toutes les positions, d'où son emploi dans les montres portées et à la mer, a par contre des inconvénients provenant des défauts d'isochronisme du spiral et de l'action considérable de la température si ce spiral est en acier.

L'emploi des spiraux à courbes terminales appropriées, joint à celui d'une force motrice constante, atténue le premier de ces défauts. Quant au second il est corrigé sensiblement, à l'erreur secondaire près, par l'emploi de lames bi-métalliques appropriées.

Jusqu'ici le chronomètre de marine a donc été un instrument délicat, exigeant une construction des plus soignées, ce qui explique son prix très élevé. On n'a jamais songé, dans ces conditions, à l'utiliser pour la distribution électrique de l'heure, ce qui aurait un certain intérêt à bord des navires.

La *fig. 1* fera bien comprendre le nouveau mode électrique d'entretien du balancier qui est représenté au moment où il passe au point mort.

A ce moment une roulette A portée excentriquement par l'axe du balancier, et qui est convenablement équilibrée par un contrepoids non représenté, vient soulever le V terminant le levier coudé pivotant en O et qui est appuyé au repos sur la vis *v* par un ressort.

Le ressort droit R' qui termine ce levier léger vient, au moment

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 7 avril 1911.

(2) La condition essentielle rappelée par M. Lippman, *Sur l'entretien du mouvement pendulaire sans perturbation* (C. R., t. CXXVII, 1898, p.18) s'applique aussi au balancier circulaire.

où ce mouvement de soulèvement est le plus grand, toucher l'extrémité de la palette d'un électro-aimant et lance dans ce dernier le courant de la pile P. L'armature, attirée brusquement par l'électro, bande le ressort R', et la restitution se fait par le roulement du galet sur le plan incliné formant la seconde branche du V terminant le levier OB. Un peu avant de venir reposer sur la vis de butée *v*, le levier coupe le courant par le ressort R', qui abandonne la palette de l'électro, et le balancier continue *librement* son oscillation.

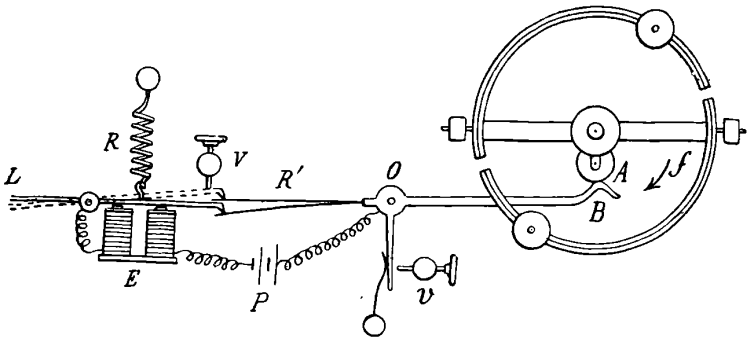


FIG. 1.

Les mêmes phénomènes se produisent au retour, mais le rôle des deux plans inclinés portés par l'extrémité B du levier se trouve inversé.

Le balancier reçoit ainsi au voisinage du point mort une impulsion à chaque oscillation simple.

L'extrémité L du levier portant la palette de l'électro fait progresser les rouages, non représentés sur la *fig. 1*, par un cliquet ou tout autre mode de commande mécanique.

On remarquera que la force motrice du système est introduite dans l'appareil *entre* le balancier et les rouages, dont le *rendement* (variable et voisin de 50 0/0 dans les minuteriers bien faites) n'intervient pas ici sur l'amplitude du balancier.

On pourra donc prendre sur ce rouage le travail nécessaire à la commande de contacts électriques sans perturber la marche du système.

Ce mode d'entretien est facilement applicable au pendule des horloges. Voici les résultats qu'il a fournis en actionnant un balancier circulaire non compensé :

*Marche moyenne 55",2.*

Date	Température	Différence avec 15°	Marche diurne	Correction	Marche corrigée	Erreur
12 décembre 1910	15°,2	+ 0°,2	56"	+ 1',8	57",8	+ 2",6
13 —	14°,9	— 0°,1	57"	— 0',9	56",1	+ 0",9
14 —	15°,8	+ 0°,8	46",2	+ 7",2	53",4	— 1",8
15 —	15°,4	+ 0°,4	51",2	+ 3",2	54",4	— 0",8
16 —	15°,6	+ 0°,6	50",2	+ 4",8	55",0	— 0",2
17 —	16°,1	+ 1°,1	44",6	+ 9",9	54",5	— 0",7
18 —	14°,9	— 0°,1	55",4	— 0',9	54",5	— 0",7
19 —	13°,2	— 1°,8	72",0	— 1',6	56",0	+ 0",8
20 —	13°,1	— 1°,9	71",0	— 1',7	54",0	— 1",2
21 —	13°,7	— 1°,3	66"	— 1',2	54",0	— 1",2
22 —	12°,4	— 2°,6	80"	— 2',3	57",0	+ 0",8
23 —	10°,0	— 5°,0	98"	— 4",5	53",0	— 2",2
24 —	8°,9	— 6°,1	113",5	— 5",5	58",5	+ 2",3

De ce tableau, il résulte que la variation diurne de ce chronomètre électrique non compensé est de 9 secondes par degré et par jour, le spiral étant en acier. Cette variation relativement grande, par rapport à celle observée dans un pendule non compensé, et qui n'atteint que 0",43, provient en majeure partie de la variation de constante élastique du spiral avec la température. On remédie à cet inconvénient dans les chronomètres de marine et les bonnes montres par l'emploi d'alliages acier-nickel, dont la variation élastique avec la

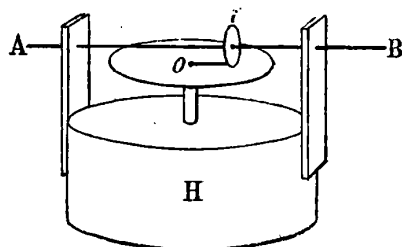


FIG. 2.

température est beaucoup plus faible. Ces spiraux, dits « spiraux palladium », ont en outre l'avantage d'être peu magnétiques; cependant certains praticiens prétendent que leur moment élastique reste un peu moins invariable avec le temps que celui des spiraux ordinaires, mais ces derniers nécessitent d'autre part une compensation

considérable de la température et ont une « erreur secondaire » plus grande (1).

Le tableau des marches diurnes que j'ai donné précédemment a été obtenu en effectuant les comparaisons par rapport à un chronomètre de marine de E. Boudeaud. Les deux appareils étaient disposés l'un près de l'autre dans une pièce à température très variable ; cette dernière a oscillé entre  $8^{\circ},9$  et  $16^{\circ},1$ , ce qui m'a permis de déterminer la constante thermique de l'instrument qui a été trouvée être de 9 secondes par degré et par jour.

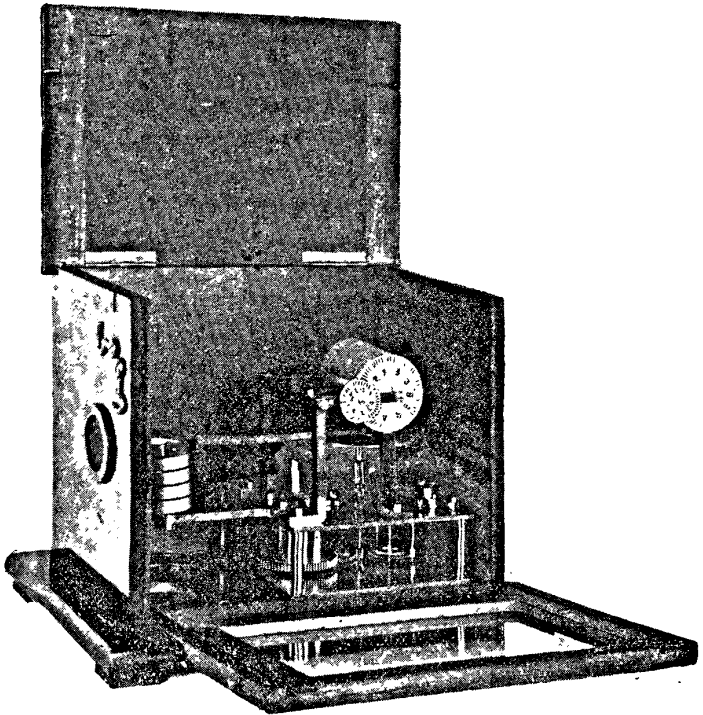


FIG. 3.

L'avant-dernière colonne du tableau donne, après correction de l'effet thermique, la marche diurne ramenée à  $15^{\circ}$ . La dernière

(1) On nomme erreur secondaire le résidu subsistant après la compensation. Un chronomètre ordinaire exactement compensé à 0 et  $+30^{\circ}$  l'est trop entre ces deux températures et pas assez au-dessous de zéro et au-dessus de  $30^{\circ}$ . Ceci provient de ce que la loi de variation de l'élasticité avec la température n'est pas la même que celle de la lame bimétallique de compensation.

colonne montre que l'erreur due au système lui-même est de 2 secondes par rapport à la marche moyenne 54<sup>s</sup>,2 à 15°.

Cette erreur est évidemment la somme algébrique des erreurs des deux instruments. Il m'a semblé intéressant d'étudier le chronomètre de comparaison lui-même ; cette étude a été faite en prenant comme étalon une bonne horloge astronomique de Callier placée dans une salle à température sensiblement constante et dont les erreurs diurnes sont de l'ordre de 0<sup>s</sup>,2.

La température moyenne des salles a été déterminée au moyen du thermomètre intégrateur que j'ai précédemment décrit (1) et qui avait été étalonné au Conservatoire national des Arts et Métiers. La fig. 2 montre le principe de cet appareil : Un plateau tournant d'un mouvement uniforme au moyen du mouvement d'horlogerie H entraîne une roulette *r* qui peut se déplacer suivant un diamètre AB. Ce déplacement, proportionnel à la température, est obtenu au moyen d'une lame bimétallique. La fig. 3 est une vue d'ensemble de cet appareil qui montre comment sont totalisés les tours de la roulette par le cylindre qu'elle supporte. Un cadran auxiliaire donne les dizaines de tours du cylindre.

La température moyenne est connue ainsi à 0° 03 près.

Voici le résultat de cette comparaison :

*Comparaison du Chrono Callier et Horloge (2)*

Date	Marche diurne	Moyenne 47,21 Erreur $\pm$ avec la moyenne
25 décembre 1910	+ 5 <sup>s</sup> ,08	+ 0 <sup>s</sup> ,87
26 —	+ 3 <sup>s</sup> ,90	— 0 <sup>s</sup> ,31
27 —	+ 3 <sup>s</sup> ,94	— 0 <sup>s</sup> ,27
28 —	+ 3 <sup>s</sup> ,88	— 0 <sup>s</sup> ,33
29 —	+ 6 <sup>s</sup> ,92	+ 2 <sup>s</sup> ,71
30 —	+ 4 <sup>s</sup> ,13	+ 0 <sup>s</sup> ,08
1 <sup>er</sup> —	+ 4 <sup>s</sup> ,40	+ 0 <sup>s</sup> ,19
2 —	+ 4 <sup>s</sup> ,63	+ 0 <sup>s</sup> ,42
3 —	+ 3 <sup>s</sup> ,16	— 1 <sup>s</sup> ,05
4 —	+ 4 <sup>s</sup> ,80	+ 0 <sup>s</sup> ,59
5 —	+ 3 <sup>s</sup> ,61	+ 0 <sup>s</sup> ,60
7 —	+ 4 <sup>s</sup> ,53	+ 0 <sup>s</sup> ,32
9 —	+ 4 <sup>s</sup> ,30	+ 0 <sup>s</sup> ,09
10 —	+ 7 <sup>s</sup> ,40	+ 3 <sup>s</sup> ,19
12 —	+ 4 <sup>s</sup> ,76	+ 0 <sup>s</sup> ,55
14 —	+ 4 <sup>s</sup> ,50	+ 0 <sup>s</sup> ,29
16 —	+ 4 <sup>s</sup> ,31	+ 0 <sup>s</sup> ,02
18 —	+ 4 <sup>s</sup> ,58	+ 0 <sup>s</sup> ,37

(1) *Comptes rendus de l'Académie*, 6 février 1905.

(2) Les huiles de ce chronomètre sont très anciennes et remontent à mars 1902.

Les erreurs indiquées dans la dernière colonne de ce tableau montrent que le chronomètre employé comme étalon a une marche qui n'est pas très satisfaisante, résultat qui est dû à ce que les huiles sont déjà anciennes (1). Les huiles de ce chronomètre datent de neuf ans.

Quoi qu'il en soit, ces mesures montrent que le problème d'entretien électrique du balancier circulaire est résolu d'une manière très satisfaisante. On remarquera de plus que le contact, écueil général des horloges électriques, est ici particulièrement sûr; c'est en effet en appuyant sur ce contact même, que la palette de l'électro transmet au levier moteur R'B (*fig. 1*) l'énergie mécanique nécessaire à l'entretien du balancier. En fait, le système mis en route a fonctionné sans interruption pendant trois mois environ, laps de temps dépassant de beaucoup celui des traversées les plus longues.

L'application de ce mode d'entretien à des horloges à balancier rectiligne fait prévoir une marche encore meilleure pour ces dernières. Cet échappement électrique réalise en effet des conditions identiques à celles de l'échappement libre à détente, qui est, on le sait, celui qui remplit le mieux les desiderata théoriques.

---

## SUR QUELQUES THÉORÈMES GÉNÉRAUX DE MÉCANIQUE ET DE THERMODYNAMIQUE;

Par M. L. BLOCH.

### I

Dans les importantes recherches qu'il a consacrées aux lois du déplacement de l'équilibre, M. C. Raveau (2) a montré que « le principe de Le Chatelier, s'il est une expression parfaitement complète et correcte de ces lois, n'en est pas cependant la forme unique et indispensable. Il existe d'autres formes équivalentes, quoique bien différentes au premier abord (3) ». Toutes ces formes, comme l'a fait voir

---

(1) Le règlement du service hydrographique prescrit de renouveler au moins tous les trois ans les huiles des chronomètres, même lorsque ces derniers ne servent pas.

(2) C. RAVEAU, *C. R.*, t. CXLVIII, p. 767; 1909; — Soc. franc. de Phys., 19 mars 1909; — *J. de Phys.*, t. VIII, p. 572; 1909.

(3) *J. de Phys.*, *loc. cit.*, p. 572.



M. Raveau, sont des conséquences du principe de Carnot. Dans un grand nombre de cas, on arrive plus aisément aux lois du déplacement de l'équilibre en appliquant le principe de Carnot qu'en recherchant un énoncé dont la forme rappelle celle du principe de Le Chatelier.

Du principe de Carnot, M. Raveau a déduit une inégalité extrêmement générale <sup>(1)</sup>. Cette inégalité permet de démontrer d'une façon remarquablement simple les quatre théorèmes suivants :

Dans tout système en équilibre *stable* :

- I. La capacité calorifique à volume constant ;
- II. La compressibilité adiabatique ;
- III. La capacité calorifique à pression constante ;
- IV. La compressibilité isotherme ;

sont *plus grandes* quand on laisse se produire les modifications intérieures que quand on les entrave. À l'aide de ces théorèmes et d'autres analogues, il est possible de prévoir dans tous les cas le sens du déplacement de l'équilibre. La *loi des effets de transformation* donnée par Gouy <sup>(2)</sup> trouve également son expression complète dans l'inégalité générale établie par M. Raveau.

Les théorèmes thermodynamiques de M. Raveau présentent une grande analogie de forme avec certains théorèmes de mécanique pure établis par lord Rayleigh <sup>(3)</sup>. Ces théorèmes sont relatifs au déplacement d'un système matériel à partir d'une position d'équilibre stable. Ils permettent de comparer l'énergie d'un système dans une certaine position d'équilibre avec l'énergie qu'aurait le même système dans d'autres positions obtenues soit à forces constantes, soit à déplacements constants. On peut en conclure l'accroissement ou la diminution de stabilité qu'éprouve un système par l'introduction ou la suppression de certaines liaisons (V. ci-dessous).

Lord Rayleigh a signalé lui-même <sup>(4)</sup> l'analogie de forme qui existe entre les conditions de l'équilibre mécanique et celles de l'équilibre thermodynamique. Mais il s'est contenté d'indiquer un exemple sans s'efforcer d'énoncer des théorèmes généraux. Les recherches thermodynamiques détaillées de Gibbs, de Van t'Hoff, de

(1) RAVEAU, *C. R.*, t. CXLVIII, p. 768.

(2) GOUY, *Sur l'énergie utilisable (J. de Phys.*, 2<sup>e</sup> série, t. VIII, p. 504 ; 1889).

(3) LORD RAYLEIGH, *Theory of Sound*, 2<sup>e</sup> éd., t. I, p. 94 et 55 ; — *Scientific Papers*, t. I, n<sup>o</sup> 32 et n<sup>o</sup> 34, p. 223 et p. 233 (V. aussi *Phil. Mag.*, t. XLVIII, p. 452, 1874 ; et t. XLV, p. 183 et p. 218, 1875).

(4) *Scientific Paper : A stastical theorem*, t. I, p. 226.

M. Le Chatelier, de M. Gouy, de M. Raveau donnent à penser qu'il y aurait intérêt à pousser dans le détail l'analogie pressentie par lord Rayleigh. A cause de la simplicité et de la symétrie des notations, l'équilibre mécanique peut être soumis à une analyse elle-même très simple et très symétrique. Il est facile de faire une énumération des cas et d'ordonner les résultats. Le schéma obtenu de la sorte doit se retrouver en thermodynamique. Si nous l'utilisons comme guide, nous éviterons d'énoncer des théorèmes surabondants faisant double emploi avec d'autres relations, nous n'aurons pas à craindre d'omissions portant sur des théorèmes utiles. Dans ces questions, où l'obscurité provient surtout du désordre, l'avantage que nous signalons a son prix.

Il y a une seconde raison qui peut, semble-t-il, justifier notre effort. Pour beaucoup d'esprits, les théorèmes relatifs aux systèmes mécaniques paraîtront plus intuitifs que les énoncés nécessairement abstraits de la thermodynamique. Ceux-ci gagneront en clarté à être interprétés par des analogies statiques<sup>(1)</sup>. Une fois qu'on a défini l'équilibre thermodynamique comme une généralisation immédiate de l'équilibre mécanique, la stabilité thermodynamique comme une généralisation de la stabilité mécanique, il devient évident que les lois du déplacement de l'équilibre doivent être les mêmes dans les deux cas. Si nous ajoutons que l'analogie statique permet de comprendre, ainsi que l'a fait voir lord Rayleigh<sup>(2)</sup>, les beaux théorèmes de Bertrand et de Kelvin touchant le mouvement initial d'un système soumis à des percussions ou à des vitesses instantanées, qu'elle permet aussi de comprendre, ainsi que nous le ferons voir, certains théorèmes fondamentaux d'électrostatique, on nous excusera d'avoir esquissé, dans les lignes qui vont suivre, un exposé systématique de cette importante question.

## II

Nous commençons par définir, en nous attachant à marquer le parallélisme des deux cas, les conditions d'existence et de stabilité de l'équilibre mécanique et de l'équilibre thermodynamique.

---

(1) Des exemples intéressants d'analogies statiques ont déjà été donnés par Raveau.

(2) *Theory of Sound, loc. cit.*

A. **Équilibre mécanique.** — Soit un système mécanique soumis à des forces *données* ou *directement appliquées* (1) en nombre quelconque  $X_1, Y_1, Z_1, X_2, Y_2, Z_2, \dots, X_m, Y_m, Z_m$ . Ces forces sont supposées appliquées aux points  $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \dots, x_m, y_m, z_m$ . Si le système est soumis en outre, d'une façon permanente, à des liaisons (indépendantes du temps), on peut éviter une fois pour toutes de faire intervenir les *forces de liaison* dans les conditions d'existence et de stabilité de l'équilibre en introduisant les *forces généralisées* et les *déplacements généralisés* de Lagrange. Ces quantités sont définies de la manière suivante : à partir d'une position initiale, le travail des forces  $X, Y, Z$  dans tout déplacement virtuel compatible avec les liaisons est donné (si l'on s'en tient aux termes du premier ordre) par :

$$(1) \quad \Delta_1 W = \Psi_1 \psi_1 + \Psi_2 \psi_2 + \dots + \Psi_n \psi_n \equiv \sum_{i=1}^{i=m} (X_i \Delta x_i + Y_i \Delta y_i + Z_i \Delta z_i).$$

Ici les  $\psi$  sont *tous indépendants* et  $n \leq m$ . Le travail virtuel peut être considéré comme produit par les forces (généralisées)  $\Psi$  effectuant les déplacements (généralisés)  $\psi$ . Le nombre  $n$  est le *degré de liberté* du système.

Si nous voulons exprimer que la position initiale est une position d'équilibre, il suffit d'appliquer le principe des vitesses virtuelles. Appelons  $\Psi_{01}, \Psi_{02}, \dots, \Psi_{0n}$  les forces existant à l'état initial,  $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$  un système de déplacements virtuels quelconques, le principe des vitesses virtuelles permet d'écrire :

$$(2) \quad \Psi_{01} \psi_1 + \Psi_{02} \psi_2 + \dots + \Psi_{0n} \psi_n = 0,$$

ce qui nécessite qu'on ait, puisque les déplacements  $\psi$  sont indépendants :

$$(3) \quad \Psi_{01} = 0, \quad \Psi_{02} = 0, \quad \dots, \quad \Psi_{0n} = 0.$$

Les conditions (3) sont les conditions nécessaires et suffisantes de l'équilibre initial (2).

Il y a lieu en général de séparer dans le travail  $\Delta_1 W$  la part qui est due aux *forces extérieures* et celle qui est due aux *forces intérieures* (3).

(1) V. P. APPELL, *Traité de Mécanique*, t. I, p. 227.

(2) *Ibid.*, t. I, p. 237. — Pour l'extension du théorème des vitesses virtuelles aux milieux continus, voir p. ex., DUBEM, *Ann. de la Fac. de Toulouse*, t. IV.

(3) Cf. P. APPELL, *Traité de Mécanique*, t. II, p. 70.

En désignant par des indices convenables les forces extérieures et intérieures, nous aurons :

$$(5) \quad \Delta_1 W = \Psi^{e_1} \psi_1 + \Psi^{e_2} \psi_2 + \dots + \Psi^{e_n} \psi_n + \Psi^{i_1} \phi_1 + \Psi^{i_2} \phi_2 + \dots + \Psi^{i_n} \phi_n,$$

et pour les conditions nécessaires et suffisantes de l'équilibre :

$$(6) \quad \Psi^{e_{01}} = \Psi^{i_{01}} \quad \Psi^{e_{02}} = \Psi^{i_{02}} \dots \quad \Psi^{e_{0n}} = \Psi^{i_{0n}}.$$

Les équations (3) ou (6) correspondent bien à la notion commune d'équilibre mécanique.

Pour que l'équilibre mécanique soit *stable*, il faut et il suffit que tout travail virtuel des forces appliquées au système soit *negatif*. Il ne peut s'agir ici naturellement que des termes infiniment petits du second ordre dans l'expression du travail virtuel, puisque les termes infiniment petits du premier ordre sont nuls par les conditions d'équilibre (3). Le travail virtuel n'est donné par le premier membre de (2) qu'au second ordre près. En effet, pour le calcul de cette expression, on a admis que les forces produisant du travail durant le déplacement  $\psi$  étaient constantes et égales à leur valeur  $\Psi_{01}$  dans l'état d'équilibre initial. Dans le cas général, les forces varient continuellement par suite du déplacement même, et l'on obtient une approximation meilleure en supposant qu'elles aient, au cours du déplacement, une valeur constante égale à la moyenne de leur valeur réelle. Il faut alors remplacer  $\Psi_{01}$ ,  $\Psi_{02}$ , ...,  $\Psi_{0n}$  par les valeurs :

$$(7) \quad \Psi_{01} + \frac{1}{2} \Psi_1, \quad \Psi_{02} + \frac{1}{2} \Psi_2, \dots, \quad \Psi_{0n} + \frac{1}{2} \Psi_n.$$

$\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n$  sont des infiniment petits du premier ordre, ils représentent les forces suscitées dans le système par les déplacements  $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ . On trouve alors, en tenant compte de (2) :

$$(8) \quad \Delta_2 W = \frac{1}{2} [\Psi_1 \psi_1 + \Psi_2 \psi_2 + \dots + \Psi_n \psi_n]$$

et la condition de stabilité de l'équilibre s'écrit :

$$(9) \quad \frac{1}{2} [\Psi_1 \psi_1 + \Psi_2 \psi_2 + \dots + \Psi_n \psi_n] < 0.$$

Nous admettons sans démonstration la condition qui vient d'être énoncée. Nous reviendrons plus loin sur son interprétation.

Les conditions d'équilibre et de stabilité sont susceptibles d'un énoncé très simple, quand le travail virtuel est une différentielle totale

exacte d'une certaine fonction de forces  $V$ . La condition d'équilibre (2) exprime alors que  $V$  est stationnaire (maximum ou minimum), et la condition de stabilité (9) exige que  $V$  soit effectivement maximum. Nous poserons  $U = -V$  et nous appellerons  $U$  l'énergie potentielle totale. Elle est *minimum* à l'état d'équilibre stable.

D'une façon plus particulière encore, supposons que les forces extérieures et les forces intérieures dérivent séparément de deux fonctions de forces  $V^e$  et  $V^i$ . L'énergie potentielle totale sera la somme :

$$U^e + U^i = -(V^e + V^i)$$

de l'énergie potentielle extérieure (due au travail des forces extérieures) et de l'énergie potentielle intérieure (due au travail des forces intérieures). Les conditions d'équilibre et de stabilité se traduisent encore par le minimum de l'énergie potentielle totale.

**B. Équilibre thermodynamique.** — Lorsqu'un système, susceptible de modifications mécaniques, est soumis de plus à des variations thermiques, il est possible de définir son équilibre et sa stabilité par des expressions analogues à (2) et (9), en tenant compte de ce que le système possède au moins un degré de liberté de plus (1).

A cet effet une première remarque s'impose. Les équations (3) et (6) ne sont les conditions *nécessaires et suffisantes* de l'équilibre que lorsqu'il n'y a pas de *frottement*. C'est là une condition dont la vérification a été tacitement admise jusqu'ici. Dans le cas contraire, les équations (3) et (6) donnent des conditions suffisantes, mais elles cessent évidemment d'être nécessaires. De même, dans le cas de la thermodynamique, nous devons distinguer entre les systèmes dont toutes les transformations sont *réversibles* et ceux pour lesquels il existe des transformations *irréversibles*. Les premiers seuls peuvent donner lieu à des conditions d'équilibre *nécessaires et suffisantes*. Ces conditions demeurent suffisantes, en vertu du principe de Carnot, quand il existe des transformations irréversibles.

Limitons-nous donc aux systèmes à transformations réversibles. Pour de pareils systèmes, on pourra toujours écrire :

$$(10) \quad \Delta Q = T_i \Delta S,$$

---

(1) Il peut y avoir plusieurs degrés de liberté thermique, si le système se compose, par exemple, de différentes parties à des températures différentes et isolées thermiquement les unes des autres. Nous laissons de côté le cas le plus général, auquel il serait facile d'étendre la plupart de nos conclusions.

$T_i$  désignant la température (uniforme) de la partie du système qui reçoit la quantité de chaleur  $\Delta Q$  et  $\Delta S$  désignant la variation d'entropie de cette partie du système.

Lorsque nous modifions un système à la fois mécaniquement et thermiquement, le travail (infinitement petit du premier ordre) des forces appliquées se compose d'une partie mécanique et d'une partie d'origine thermique. La partie mécanique est donnée par

$$(11) \quad \Psi^{e_{01}}\psi_1 + \Psi^{e_{02}}\psi_2 + \dots + \Psi^{e_{0n}}\psi_n + \Psi^{i_{01}}\psi_1 + \Psi^{i_{02}}\psi_2 + \dots + \Psi^{i_{0n}}\psi_n.$$

La partie thermique a la forme suivante. La quantité de chaleur  $\Delta Q$  est fournie (d'une manière réversible) au système dont la température est  $T_i$ . D'après le principe de Carnot, il n'y aura de *travail utilisable* recueilli au dehors que si une quantité de chaleur  $\Delta Q' > \Delta Q$  est empruntée à une source chaude de température  $T_e > T_i$ . Nous convenons de dire que, dans ce cas, la *force thermique extérieure*  $T_e$  a effectué le travail  $T_e\Delta S$  et la *force thermique intérieure*  $T_i$  a effectué le travail  $-T_i\Delta S$ . Le travail utilisable total fourni par le système sera par définition :

$$(12) \quad \Delta_1 W = \Psi^{e_{01}}\psi_1 + \Psi^{e_{02}}\psi_2 + \dots + \Psi^{e_{0n}}\psi_n + T_e\Delta S \\ + \Psi^{i_{01}}\psi_1 + \Psi^{i_{02}}\psi_2 + \dots + \Psi^{i_{0n}}\psi_n - T_i\Delta S$$

et la variation de son *énergie utilisable* sera par définition :

$$(13) \quad \Delta_1 A = -\Delta_1 W.$$

Dans tout ce qui suit nous admettrons que  $\Delta_1 W$  soit une différentielle totale exacte ou que  $A$  soit une fonction uniforme des coordonnées généralisées du système. Ceci posé, nous pouvons écrire la condition nécessaire et suffisante de l'équilibre :

$$(14) \quad \Delta_1 W = 0$$

ou, ce qui revient au même (1) :

$$(15) \quad \Psi^{e_{01}} = -\Psi^{i_{01}} \dots \Psi^{e_{0n}} = -\Psi^{i_{0n}} \quad T_e = +T_i.$$

Les conditions (15) correspondent bien à la notion courante d'équilibre thermodynamique. Elles constituent pour nous la définition de

(1) Par hypothèse le déplacement  $\Delta S$  est indépendant des autres déplacements  $\psi$ . S'il y a plusieurs degrés de liberté thermique, on obtiendra autant d'équations du type  $T_{e1} = T_{i1}$ , etc.

cet équilibre. Leur accord avec les définitions usuelles (1) est à nos yeux une première justification de la convention faite ci-dessus. Cette convention sera justifiée pleinement par l'identité de forme qu'elle permet d'établir entre les lois mécaniques et thermodynamiques, non seulement en ce qui concerne la définition de l'équilibre, mais aussi en ce qui concerne la stabilité de l'équilibre une fois défini.

Montrons, en effet, qu'en étendant aux systèmes thermodynamiques la condition de stabilité (9), nous retombons sur une notion de stabilité parfaitement concordante avec les données usuelles.

Quelle est exactement la signification de l'inégalité (9)? Nous savons par les recherches de Lejeune-Dirichlet (2) ce que signifie cette inégalité dans le cas où il existe une énergie potentielle et le résultat subsiste dans le cas général : si un système mécanique est mis en mouvement avec des valeurs de  $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$  et des vitesses  $v_1, v_2, \dots, v_n$  toutes inférieures en valeur absolue à un nombre  $\eta$ , les valeurs de  $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$  resteront durant toute la durée du mouvement inférieures en valeur absolue à  $\epsilon$ . On peut choisir à l'avance  $\epsilon$  aussi petit qu'on veut et il est possible de déterminer ensuite  $\eta$ . En d'autres termes, une perturbation suffisamment petite apportée à l'état d'équilibre n'entraîne jamais qu'un écart infiniment petit à partir de la position de repos initial. En particulier, les vitesses  $v_1, v_2, \dots, v_n$  resteront toutes infiniment petites.

Par définition, nous dirons que l'équilibre thermodynamique est stable si l'on a pour toute transformation virtuelle :

$$(16) \quad \frac{1}{2} [\Psi_1 \psi_1 + \Psi_2 \psi_2 + \dots + \Psi_n \psi_n + \Psi_{n+1} \psi_{n+1}] < 0,$$

On a mis ici en évidence, et affecté de l'indice  $n + 1$ , les termes d'origine thermique, c'est-à-dire qu'on a :

$$(17) \quad \Psi_{n+1} = \Delta(T_e - T_i) \quad \psi_{n+1} = \Delta S,$$

équations qui correspondent très exactement aux formules du type :

$$(18) \quad \Psi_1 = \Delta(\Psi'_{0e} + \Psi'_{0i}) \quad \psi_1 = \psi_1 \text{ (infiniment petit)}.$$

Il paraît possible, dans un cas très général, de tirer de l'inégalité (16) des conclusions fort analogues à celles que Lejeune-Dirichlet a déduites de l'inégalité (9).

(1) Voir, par exemple, NERNST, *Traité de Chimie générale*, t. I, p. 33.

(2) Voir P. APPELL, *Traité de Mécanique*, t. II, p. 251.

C'est le cas où l'apport de chaleur est fait au système par un phénomène (généralement irréversible) de conductibilité, conformément à la loi :

$$(19) \quad \frac{dQ}{dt} = K(T_e - T_i),$$

$K$  désignant un coefficient *essentiellement positif*, pouvant varier d'ailleurs avec la température.

On tire immédiatement de (19) la relation suivante :

$$(20) \quad \mu \left( \frac{dQ}{dt} \right)^2 dt \equiv (T_e - T_i) \Delta S$$

avec  $\mu$  essentiellement positif <sup>(1)</sup>. Ceci suppose que la transformation, si elle est irréversible, est telle que  $\frac{dQ}{dt}$  soit positif.

On peut alors faire dans les équations du mouvement la combinaison dite *des forces vives*, ce qui conduit à écrire, en tenant compte de (20), le *théorème des forces vives* généralisé sous la forme :

$$(21) \quad \Sigma \frac{1}{2} mv^2 + \int_{t_0}^t \mu \left( \frac{dQ}{dt} \right)^2 dt \leq W + \Sigma \frac{1}{2} mv_0^2 - W_0.$$

Les deux termes du premier membre étant essentiellement positifs, le raisonnement de Lejeune-Dirichlet s'applique sans modification. Il est possible de mettre le système en mouvement avec des valeurs assez petites de  $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n, \Delta S, v_1, v_2, \dots, v_m$  pour que dans tout le cours du mouvement ces quantités demeurent aussi petites qu'on le veut.

Remarquons qu'il n'est fait aucune hypothèse sur la valeur initiale de la *vitesse thermique*  $\left( \frac{dQ}{dt} \right)_0$ . Quelle que soit la grandeur de cette quantité, le mouvement sera stable en ce sens que tous les paramètres et que les vitesses mécaniques resteront infiniment petits. Mais pouvons-nous affirmer qu'il en sera de même de  $\frac{dQ}{dt}$  ?

Pour répondre à cette question, il suffit d'observer que  $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n, \Delta S$ , restant inférieures en valeur absolue à  $\epsilon$ , le second membre de (21) est inférieur à un nombre positif  $P$ . Supposons alors que pendant un temps  $t_2 - t_1$ , la vitesse thermique soit en valeur absolue supé-

---

(1)  $\mu = \frac{1}{K \cdot T_i}$ .



rieure à  $M_0$ . On aurait nécessairement, en supposant  $\mu$  supérieur à un nombre fixe  $\mu_0$ ,

$$(22) \quad \frac{1}{2} (t_2 - t_1) \mu_0 M_0^2 \equiv P,$$

d'où :

$$(23) \quad t_2 - t_1 \equiv \frac{2P}{\mu_0 M_0^2}.$$

Ainsi quelque petit que soit  $M_0$ , si à un moment donné la vitesse thermique dépasse en valeur absolue  $M_0$ , cet état de choses ne pourra se prolonger au delà d'un temps limité, infiniment petit avec  $\varepsilon$ .

Lorsqu'on ne fait aucune hypothèse sur la manière dont s'effectuent les apports de chaleur, il n'est plus possible de démontrer la stabilité du système en faisant voir qu'une impulsion infiniment petite donne lieu à un mouvement infiniment petit. Par contre, il demeure facile, en se servant du principe de Carnot, de montrer que si la condition (16) est vérifiée, le système ne quittera pas l'équilibre tant qu'on ne lui fournit pas de travail du dehors. Supposons en effet que le système se transforme sans absorber de travail. Ramenons-le à l'état initial d'une façon réversible. Il faudra pour cela lui *fournir* un travail *essentiellement positif* (1) ou, ce qui revient au même, augmenter son énergie utilisable. Celle-ci aurait donc diminué dans la première transformation, et c'est justement ce qui est impossible si l'inégalité (16) a lieu (2).

Il convient donc de prendre cette dernière condition pour définir la stabilité de l'équilibre. La condition de stabilité thermodynamique se ramène, pour  $\Delta S = 0$ , à la condition correspondante dans le cas purement mécanique. Cette analogie est la véritable raison qui permet d'étendre à la thermodynamique les théorèmes mécaniques de lord Rayleigh.

Dans le cas particulier où le travail virtuel des forces mécaniques comporte un terme  $(p_e + p_i) \Delta v$  (3), l'inégalité (16) peut s'écrire :

$$(24) \quad \frac{1}{2} [\Delta(p_e + p_i) \Delta v + \Delta(T_e + T_i) \Delta S + \Psi_3 \psi_3 + \Psi_4 \psi_4 + \dots + \Psi_n \psi_n] < 0.$$

(1) Puisque chaque partie du système n'est en rapport qu'avec *une seule* source de chaleur à la température  $T_e$ .

(2) Cette démonstration est identique à celle qui a été donnée par M. Gouy et par différents auteurs.

(3) C'est le cas d'un système constitué par une enveloppe et le gaz qu'elle contient, si l'on suppose que le gaz possède une pression uniforme  $p_i$ , qu'il est en rapport avec un milieu extérieur de pression uniforme  $p_e$ , et que ses variations de volume n'apportent que le terme  $(p_e + p_i) \Delta v$  à l'expression du travail virtuel ;  $p_e$  et  $p_i$  sont supposés comptés positivement *dans le même sens*.

Si nous désignons par  $p$  l'excès de pression  $p_e + p_i$  (qui est nul à l'état d'équilibre naturel). Si de même on désigne par  $\Delta T$  la variation produite dans la différence de température  $T_e - T_i$  (qui est aussi nulle à l'état d'équilibre naturel), on peut écrire encore l'inégalité (24) sous la forme :

$$(25) \quad \frac{1}{2} [\Delta p \Delta v + \Delta T \Delta S + \Psi_3 \psi_3 + \Psi_4 \psi_4 + \Psi_n \psi_n] < 0.$$

C'est sous cette forme que nous aurons à l'utiliser dans la suite. Rappelons qu'ici  $\Delta v$ ,  $\Delta S$ ,  $\psi_3$ ,  $\psi_4$ , ...,  $\psi_n$  désignent les variations des paramètres caractéristiques du système comptées à partir de la position d'équilibre naturel; de même  $\Delta p$ ,  $\Delta v$ ,  $\Psi_3$ ,  $\Psi_4$ , ...,  $\Psi_n$  sont les forces appliquées au système qui viennent s'ajouter aux forces pouvant exister dans l'état d'équilibre naturel.

(A suivre.)

---

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLIII, n° 9, 10, 11, 12; août et septembre 1911.

JULES ANDRADE. — Sur un nouvel organe régulateur des chronomètres. — P. 496.

Rappel des procédés d'Arnold et de Le Roy. L'auteur assure, sans courbes terminales, avec l'isochronisme la loi sinusoïdale de la vibration du balancier en adaptant un second spiral prolongeant en quelque sorte le premier, mais s'encastrant sur une nouvelle virole et sur un nouveau piton. Théorie.

BOURGOIS. — Détermination des coordonnées géographiques aux colonies en employant la télégraphie sans fil. Essai de la méthode entre Paris (Observatoire) et Bruxelles (palais de Laeken). — P. 497.

Rappel de la méthode. La différence de longitude a été trouvée égale à  $8^m 6^s, 58 \pm 0^s, 09$ .

La colatitude de Bruxelles, à l'astrolabe, a été de même trouvée égale à  $39^{\circ} 6' 30'', 17 \pm 0'', 09$ .

A.-G. WEBSTER. — Sur un nouveau problème mixte de l'équation des télégraphistes. — P. 500.

**Théorie mathématique.**

KR. BIRKELAND. — Sur la constitution électrique du Soleil. — P. 513.

L'auteur a émis l'hypothèse <sup>(1)</sup> que les taches solaires sont dues à des décharges disruptives sur le Soleil. Or, sur la surface du Soleil, se trouvent des filaments très lumineux et des pores peu lumineux; on peut supposer que ces pores sont, eux aussi, des arcs électriques dont les filaments seraient les pôles négatifs. Ainsi la photosphère constitue une mer d'arcs électriques qui dégagent une chaleur susceptible de rendre compte de la chaleur et de la lumière solaires et c'est le manteau gazeux photosphérique qui maintiendra la température constante. Quant aux rayons cathodiques émanés des pôles négatifs, ils donnent naissance au magnétisme solaire. Enfin, de même qu'une cathode se désagrège, le Soleil <sup>(2)</sup> doit émettre des quantités considérables de matière dans le plan de son équateur, émission qui a pu être beaucoup plus grande jadis, d'où la reconstruction de l'hypothèse de Laplace.

A. BLONDEL. — Sur les diverses méthodes de mesure de l'orientation en radiotélégraphie, dans le cas d'ondes entretenues. — P. 544.

Les cadres d'orientation formés de deux antennes conjuguées, réglées au quart d'onde et agissant par induction sur un même circuit récepteur, appartiennent au type différentiel ou additif, selon que les forces électromotrices induites dans les deux antennes supposées à égale distance du poste transmetteur sont opposées ou s'ajoutent. Les méthodes utilisées sont : 1° celle du zéro (position du cadre pour laquelle l'effet utile du détecteur passe par zéro), méthode sûre, mais peu sensible quand le plan du cadre est voisin de la direction de propagation des ondes; 2° les méthodes de comparaison.

L'auteur montre que la méthode de comparaison par compensation (où l'on oppose par des transformateurs les effets des deux cadres sur le circuit du détecteur) est préférable à la méthode des mesures alternées (où l'on fait agir alternativement sur le même ensemble de circuits récepteurs l'un et l'autre des deux cadres et où l'on modifie

---

<sup>(1)</sup> C. R., n° 8, t. CLIII.

<sup>(2)</sup> C. R., 24 janvier 1910.

les rapports de transformation des transformateurs jusqu'à l'égalisation des sons au téléphone).

C. STATESCU. — Solutions de sels magnétiques hétérogènes dans un champ magnétique hétérogène. — P. 547.

Formation de spectres magnétiques, les couches de différentes concentrations se répartissant suivant des surfaces équipotentiellles, les plus concentrées autour des pôles.

P. MAHLER et E. GOUTAL. — De l'emploi de la combustion sous pression pour doser le carbone des aciers. — P. 549.

Résultats d'expériences montrant que l'on peut doser rigoureusement le carbone des aciers en brûlant dans la bombe calorimétrique les prises d'essai sous une pression d'oxygène convenable pour assurer la combustion du métal et du carbone qu'elles contiennent.

EDM. VAN AUBEL. — Sur le phénomène de Hall et l'effet thermomagnétique transversal dans le graphite. — P. 568.

Le graphite naturel <sup>(1)</sup> suit immédiatement le bismuth dans la liste des coefficients de Hall ; le pouvoir thermo-électrique du couple graphite-cuivre est égal à 17,8 microvolts par degré entre 57° et 21°, et à 18,4 microvolts entre 98° et 21°, le courant traversant la soudure chaude du graphite vers le cuivre (l'inverse a lieu pour le charbon des lampes à incandescence ou à arc). L'effet thermomagnétique transversal a le même sens, mais est beaucoup plus grand pour le graphite que pour l'antimoine.

GEORGES BAUME et ALBERT-F.-O. GERMANN. — Courbes de fusibilité des mélanges gazeux : systèmes oxoniens formés par l'acétylène, l'éthylène, l'oxyde azotique et l'oxyde de méthyle. — P. 569.

Courbes. Elles caractérisent les combinaisons  $(\text{CH}^3)^2\text{O} + \text{C}^2\text{H}^2$ ,  $(\text{CH}^3)^2\text{O} + \text{C}^2\text{H}^4$ ,  $(\text{CH}^3)^2\text{O} + 2\text{NO}$ . Les points de fusion des corps, purs ont été trouvés :  $(\text{CH}^3)^2\text{O}$ , — 138°,4 ;  $\text{C}^2\text{H}^2$ , — 81°,5 ;  $\text{C}^2\text{H}^4$ , — 169°,5 ;  $\text{NO}$ , — 160°,9.

(1) C. R., t. CLIII, p. 351.

P. GAUBERT. — Sur les indices de réfraction des cristaux liquides. — P. 573.

Avec la lumière du sodium, au réfractomètre Klein, l'auteur a obtenu les résultats suivants :

Corps	T	$N_g$	$N_p$	Signe optique	Indice du liquide mono-réfringent
Propionate de cholestérine.....	105°-95°	1,488-1,495	1,474-1,480	négatif	1,475
Propionate de cholestérine.....	85°	1,515	1,489	positif	
Benzoate de cholestérine.....	150°-130°	1,497-1,508	1,482-1,491	négatif	1,482
Acétate de cholestérine.....	95°	1,499	1,482	négatif	1,482
Caprinate de cholestérine.....	85°	1,489	1,479	négatif	1,478
Caprinate de cholestérine.....	80°	1,524	1,481	positif	

Les mélanges de ces corps ont des propriétés optiques qui ne suivent pas les lois des mélanges des cristaux solides isomorphes. Ainsi les mélanges de caprinate et de propionate ont une biréfringence plus élevée que celle des corps purs ; la biréfringence des cristaux liquides augmente avec la quantité de *p*-axozyphénétol dans les mélanges de ce corps et de propionate.

---

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XXII ; juillet, août et septembre 1911.

WILLIAM SUTHERLAND. — Sur les électrolytes faibles et sur une théorie dynamique des solutions. — P. 17-66.

D'après Sutherland, le défaut principal de la théorie générale des solutions provient de ce qu'une base dynamique lui manque. La théorie ordinaire des ions est insuffisante, car les conclusions théoriques auxquelles elle conduit ne sont pas toujours vérifiées.

Comme base d'une théorie, l'auteur formule le principe cinétique suivant qui, d'après lui, permet d'expliquer toutes les propriétés des

mélanges : « Si quelques molécules d'un liquide 1 sont mélangées à un liquide 2, le mouvement des molécules amène une molécule de 1 à avoir dans son voisinage immédiat une autre molécule de 1, pendant un temps qui est une fonction de propriétés des deux sortes de molécules. »

L'auteur donne ensuite des exemples détaillés de l'application du principe précédent à l'étude de la densité des solutions d'alcool éthylique et d'acide acétique dans l'eau, et il examine aussi la contraction qui se produit. Il fait de même pour les principales propriétés physiques (réfraction moléculaire, viscosité, chaleur spécifique, chaleur de dissolution) des mélanges d'eau soit avec l'alcool éthylique, soit avec les quatre premiers termes de la série des acides gras. Il examine enfin la conductibilité des solutions des acides gras.

G.-H. LIVENS. — Mouvement initial accéléré d'une sphère diélectrique possédant une charge électrique rigide. — P. 169-173.

Dans une note précédente (*Phil. Mag.*, mai 1911), l'auteur a étudié le mouvement d'une sphère parfaitement conductrice, il applique la même méthode, dans ce mémoire purement mathématique, au cas d'une sphère diélectrique possédant une charge uniforme et rigide.

L.-R. MAULOVE. — Méthode proposée pour une meilleure application du théorème de Fourier concernant les racines d'une équation algébrique. — P. 173-177.

L'auteur indique une manière pratique d'utiliser le théorème de Fourier pour déterminer la valeur et le nombre des racines réelles d'une équation algébrique, quel qu'en soit le degré, et il donne un exemple.

D.-N. MALLIK. — Lignes de force dues à des charges statiques données.  
P. 177-190.

Soient dans un plan deux charges électriques  $e_1$  et  $e_2$  placées respectivement en A et B ; si P est un point d'une ligne de force, et  $\theta$  et  $\theta'$  les angles intérieurs du triangle APB adjacents au côté AB, on a la relation :

$$e_1 \cos \theta - e_2 \cos \theta' = C^{te}.$$

L'auteur examine comment, dans divers cas, il résulte de cette équation une construction géométrique simple des lignes de force, et généralise ensuite le problème et examine le cas de trois charges  $e_1, e_2, e_3$ .

J. JOLY. — L'âge de la Terre. — P. 357-380.

Dans ce mémoire l'auteur compare et expose les causes d'erreur que présentent dans la détermination de l'âge de la Terre les méthodes géologiques et la méthode radioactive basée sur la détermination de la quantité de produits inactifs (hélium, plomb) contenus dans certains minéraux.

1° L'estimation faite par divers savants (Joly, Clarke) en mesurant le degré de salure de l'Océan et celui des fleuves donne des résultats compris entre 80 et 150 millions d'années ;

2° Si l'on calcule le temps nécessaire pour déposer toutes les couches dites sédimentaires et dont l'épaisseur est supposée voisine de 335.000 pieds, on obtient des nombres voisins de 100 millions d'années ;

3° La méthode radioactive donne des nombres beaucoup plus considérables. Après discussion, Joly estime que la désintégration des produits radioactifs pouvant avoir varié dans le cours des âges, il vaut mieux ne pas évaluer l'âge de la Terre par ce procédé, mais s'en servir, au contraire, pour déterminer, dans le passé, le taux de transformation des corps radioactifs primaires.

A. NORMAND SHAW. — Accroissement de précision dans l'emploi des suspensions bifilaires. — P. 433-447.

Dans le cas d'une suspension unifilaire, le système présente, le plus souvent, des mouvements compliqués après que le fil a été tordu dans un sens, puis en sens inverse. Pour remédier à cet inconvénient, on peut songer à employer une suspension bifilaire. Bien que les effets élastiques secondaires y soient plus faibles, ils n'en subsistent pas moins.

Dans ce mémoire, l'auteur indique un mode d'emploi des suspensions bifilaires qui permet de les utiliser pour les observations exigeant une très grande précision.

L'auteur ayant déterminé expérimentalement l'effet de torsions alternées et périodiques sur la lecture réelle de l'instrument montre qu'il est possible de systématiser les résultats obtenus et en donne une théorie mathématique.

Ces torsions, pour une action extérieure constante, provoquent, par suite des effets élastiques secondaires, une augmentation graduelle des lectures qui atteignent une valeur limite définie par la relation :

$$y = A + Be^{-Ct},$$

où  $y$  représente, au temps  $t$ , la distance à une origine arbitraire après la production d'une déviation ( $A$ ,  $B$ ,  $C$  étant des constantes).

Toutefois la formule précédente permet de connaître la valeur initiale de la déviation par une lecture faite à un instant donné quelconque.

CHARLES-A. SADLER. — Transformation de l'énergie de radiations homogènes de Röntgen en énergie de radiations corpusculaires. — P. 447-488.

Dans un mémoire antérieur (*Phil. Mag.*, mars 1910), l'auteur a donné le résultat de recherches faites sur la radiation corpusculaire unie de différents métaux frappés par les rayons d'une radiation X homogène secondaire. Dans ce nouveau mémoire, l'auteur expose quelques nouvelles conclusions tirées de ses expériences et donne la valeur de certains coefficients qui figurent dans des formules.

RICHARD TOLMAN. — Mécanique non newtonnienne. La direction de la force et de l'accélération. — P. 458-463.

Soient  $m$  la masse d'un corps,  $u$  sa vitesse,  $F$  la force qui lui est appliquée et  $t$  le temps. L'auteur part de l'équation fondamentale de la mécanique non newtonnienne :

$$F = \frac{d}{dt} (mu) = m \frac{du}{dt} + \frac{dm}{dt} u.$$

La force agissant sur un corps est donc la résultante de deux vecteurs dont Tolman calcule la valeur en utilisant le principe de relativité. L'un des vecteurs à la direction de l'accélération et l'autre



la direction de la vitesse  $u$ , de sorte qu'en général, la force et l'accélération qu'elle produit ne sont pas dans la même direction.

L'auteur établit ensuite une relation entre les composantes de la force respectivement parallèle et perpendiculaire à l'accélération, et en utilisant pour un problème particulier l'équation ainsi obtenue, il fait disparaître dans ce cas une contradiction apparente entre les déductions basées sur la théorie électromagnétique et celles déduites du principe de relativité.

AUBERT.

LORD RAYLEIGH. — Calcul des figures de Chladni pour une plaque carrée.  
P. 225-229.

Lord Rayleigh fait observer que la méthode de calcul par approximations, employée avec succès par W. Ritz dans l'étude des vibrations des plaques carrées, n'a pas été appliquée pour la première fois par lui à cette sorte de problèmes. Lord Rayleigh avait déjà indiqué un procédé qui permet de retrouver les résultats de Ritz, bien qu'avec une approximation un peu plus faible.

P. WHESLER. — Recherches expérimentales sur la réflexion de la lumière sur certaines surfaces métalliques dans un milieu liquide. — P. 229-245.

En opérant avec des surfaces de mercure bien propres et recouvertes de différents liquides, l'auteur est arrivé à montrer que les irrégularités permanentes, qui se présentent dans les phénomènes de réflexion à la surface des métaux ou même des corps transparents, sont dues à la présence de couches de passages. Cette couche est une région de véritable interpénétration des deux milieux ; elle est plus facilement appréciable dans les liquides que dans les solides, à cause de la plus grande mobilité des molécules liquides.

J.-W. NICHOLSON. — Sur le nombre des électrons qui interviennent dans la conductibilité des métaux. — P. 245-266.

L'auteur montre que la théorie de Wilson relative au nombre des électrons qui interviennent dans la conduction métallique est la seule qui donne une représentation exacte des résultats expérimentaux.

J.-W. NICHOLSON. — Note sur les propriétés optiques des métaux fondus.  
P. 266-268.

L'auteur calcule le nombre des électrons libres dans le cas de l'étain d'après les constantes optiques et électriques de ce métal.

Mc C. LEWIS. — Sur la chaleur latente de vaporisation des liquides.  
P. 268-276.

L'auteur montre que la chaleur latente de vaporisation pour un gramme d'un liquide est liée au coefficient de compressibilité  $\beta$  et au coefficient de dilatation  $\alpha_t$  de ce liquide par la relation :

$$L = - \frac{T \cdot \alpha_t}{\rho \cdot \beta},$$

L désignant la chaleur latente de vaporisation et  $\rho$  la densité du liquide.

Cette relation n'est d'ailleurs applicable qu'aux liquides normaux à molécules simples.

NORMAN CAMPBELL. — Les rayons delta. — P. 276-303.

J.-J. Thomson appelle rayons delta les électrons à mouvement lent émis par une plaque recouverte d'une substance émettant des rayons  $\alpha$ . Relativement à ces rayons, N. Campbell arrive aux conclusions suivantes qui sont toutes négatives :

1° Il n'est pas démontré que la vitesse d'émission des rayons delta dépende de la vitesse d'émission des rayons  $\alpha$  qui les excitent ni de la matière de la plaque d'où ils sont émis ;

2° On ne sait pas davantage si la matière de la plaque influe sur le nombre des rayons delta émis.

Les autres conclusions ayant un caractère plus positif ont été déduites par des expériences ultérieures.

F. CROZE.

A. STEPHENSON. — Sur l'absorption et la dispersion. — P. 303-305.

Dans la théorie ordinaire de la transmission dans un milieu transparent, les résultats ne sont applicables qu'aux cas limites de

l'absorption nulle et de la réflexion totale. Cependant on a reconnu depuis longtemps que la dissipation d'énergie dans la lumière transmise n'est pas entièrement due à la dispersion. La dissipation est évidemment caractéristique du milieu dans la molécule duquel les mouvements normaux du spectre visible sont influencés par d'autres mouvements de fréquence relativement faible.

L'auteur établit quelques résultats basés sur ces hypothèses.

R. SANGSTER. — Quelques conséquences de la théorie de la réflexion de Fresnel, et formules permettant de déterminer l'angle d'incidence pour que  $\frac{1}{\pi}$  de la lumière incidente soit réfléchi. — P. 303-322.

L'auteur, par une transformation de coordonnées, trouve une formule plus complète que celle de Fresnel et la discute entièrement.

H. DU BOIS et H. RUBENS. — Sur la polarisation par les réseaux des radiations calorifiques non diffractées de grande longueur d'onde. — P. 322-342.

Les expériences ont porté sur les radiations de longueurs d'onde comprises entre 24 et 108  $\mu$  provenant soit des rayons restants de la fluorine et du sel gemme, soit des radiations du manchon Auer isolées par des lentilles de quartz. De plus les auteurs ont fait des mesures sur les radiations de longueur d'onde moyenne 314  $\mu$  produits par une lampe à vapeur de mercure et à tube de quartz. Mais, par suite de la faible intensité de ces radiations ils ne peuvent opérer qu'avec le réseau dans sa position normale. Tous ces rayons ne sont pas homogènes, mais la distribution de l'énergie est suffisamment connue et la non-homogénéité n'a d'ailleurs qu'une faible influence.

Les rayons restants de la fluorine produits par un manchon Auer et isolés par trois réflexions sur des lames de fluorine ont une longueur d'onde moyenne de 25,5  $\mu$ .

Leur homogénéité est augmentée par l'introduction sur leur parcours d'une lame de sylvine. Dans les expériences, cette lame avait 1<sup>mm</sup>,75 d'épaisseur et formait la fenêtre du radiomicromètre.

Les rayons restants du sel gemme produits par cette méthode comprennent deux bandes correspondant à 46,9  $\mu$  et 53,6  $\mu$ , la longueur d'onde moyenne est de 52  $\mu$  environ. Les rayons sont dans ce

cas supposés traverser une lame de quartz de  $1^{\text{mm}},2$  d'épaisseur. L'énergie de radiation dans le cas des rayons de grande longueur d'onde  $108 \mu$  du manchon Auer, isolés par des lentilles de quartz, est suffisante pour permettre les observations, si on diminue l'épaisseur de la lame de quartz.

Le dispositif employé *fig. 1* est le suivant : A est le manchon éclairant enfermé dans une boîte portant une fenêtre D en sel gemme, par laquelle sortent les rayons qui vont frapper un miroir concave argenté B, qui les renvoie sous l'angle de polarisation sur un miroir plan E en sélénium dans les expériences avec la fluorine, et en quartz dans celles avec le sel gemme.

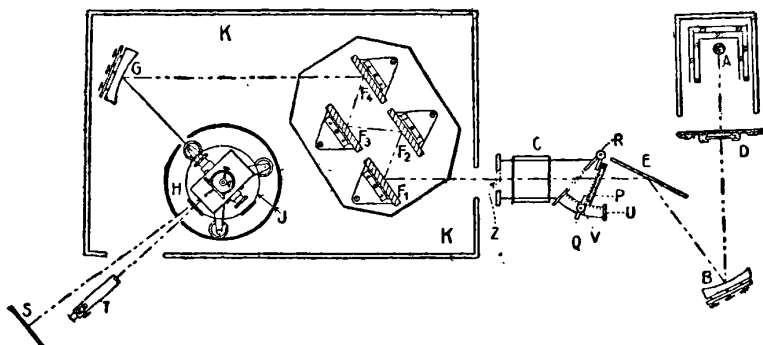


FIG. 1.

Les rayons lumineux ainsi polarisés traversent le réseau métallique P monté sur le support mobile C constitué par un tube horizontal en laiton mobile autour de son axe et coupé suivant un angle de  $44^{\circ},4$  à une de ses extrémités. Cette partie porte une lame métallique Q munie d'une fente que l'on peut arrêter par rotation autour du pivot R. Un cercle gradué U permet de repérer son déplacement et une vis V permet de fixer Q. Le réseau étudié est fixé au tube de façon que les fils restent, pendant son mouvement, parallèles à l'axe de rotation R.

Le miroir B est disposé de façon à donner une image de la source A à peu près au centre du tube C. Les rayons pénètrent ensuite dans la boîte K contenant les surfaces réfléchissantes, puis, après réflexion sur le miroir G, arrivent au radiomicromètre H.

Pour la séparation des radiations de grande longueur d'onde, le

dispositif à lentilles de quartz employé par les auteurs est très analogue à celui déjà utilisé par Rubens et Wood.

Les résultats obtenus par les auteurs à l'aide de ces dispositifs font suite à ceux qu'ils avaient préalablement obtenus dans leurs travaux classiques antérieurs; ils les complètent si bien que « le problème que nous nous étions posé au début peut être considéré comme résolu. En effet les résultats obtenus ont confirmé toutes les conclusions annoncées, les réseaux ont tous finalement produit une polarisation des rayons, au sens où Hertz l'entendait ». Le résultat final qui se présente sous une forme simple est en parfait accord avec les principes de la théorie électromagnétique des radiations. Il y aurait pourtant lieu de compléter l'étude par des réseaux dans lesquels l'intervalle et le diamètre des fils ne sont pas très petits par rapport à la longueur d'onde.

G. BECKER. — Quelques nouvelles quadratures mécaniques. — P. 342-353.

Mémoire purement mathématique où l'auteur calcule quelques tables relatives à des intégrales classiques.

H. VIGNERON.

Lord RAYLEIGH. — Problèmes de conduction calorifique. — P. 384-396.

Kelvin<sup>(1)</sup> a généralisé la solution de Fourier pour une source ponctuelle, et en a tiré d'autres applicables à un milieu indéfini.

Soit  $v$  la température,  $t$  le temps, et  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ , il a démontré que, dans le cas d'une source ponctuelle à l'origine qui diffuse une quantité de chaleur  $Q$  au temps  $t = 0$ , à travers un solide homogène indéfini, la solution de l'équation fondamentale :

$$\frac{dv}{dt} = \nabla^2 v \text{ (en posant } a^2 = 1),$$

est donnée par :

$$v = \frac{Qe^{-\frac{r^2}{4t}}}{8\pi^{\frac{3}{2}} t^{\frac{3}{2}}}.$$

(1) *Compendium of Fourier Math.* (Enc. Brit., 1880); *Collected Papers*, II, p. 44.  
*J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. I. (Octobre 1911.)

Lord Rayleigh passe au problème d'une source linéaire confondue avec l'axe des  $x$ . Par simple intégration.

$$v = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{q dz e^{-\frac{z^2 + x^2 + y^2}{4t}}}{8\pi^{\frac{3}{2}} t^{\frac{3}{2}}} = \frac{q e^{-\frac{x^2 + y^2}{4t}}}{4\pi t}.$$

On passe facilement à la source cylindrique superficielle de densité  $\sigma$  ( $a$ , rayon du cylindre) :

$$v = \int_0^{2\pi} \frac{\sigma a d\theta e^{-\frac{r^2}{4t}}}{4\pi t} = \frac{\sigma a}{2t} e^{-\frac{r^2 + a^2}{4t}} I_0\left(\frac{ra}{rt}\right).$$

L'auteur étudie ensuite le problème de sources instantanées initiales distribuées dans un plan  $s = 0$ .

La quantité de chaleur par unité de surface sera :

$$\sigma \cos l\xi \cos my,$$

d'où l'équation :

$$\frac{dv}{dt} + (l^2 + m^2)v = \frac{d^2v}{dz^2}.$$

En particulier, la température due à une source circulaire est :

$$v = \frac{qa \cos n\theta}{4\pi^{\frac{1}{2}} t^{\frac{3}{2}}} I_4\left(\frac{a\rho}{2t}\right) e^{-\frac{a^2 + \rho^2 + r^2}{4t}}.$$

Lord Rayleigh résout le problème de la distribution sphérique et cylindrique non uniforme, instantanée constante ou périodique simple.

CH.-G. BARKLA. — Les spectres des rayons fluorescents de Röntgen.  
P. 396-412.

Résumé des résultats obtenus par l'auteur et ses collaborateurs dans une série de travaux publiés dans le *Philosophical Magazine*.

M. Barkla donne, par analogie, le nom de radiation fluorescente à la radiation secondaire proprement dite pour la différencier de la radiation « diffusée », qui a le même pouvoir pénétrant et les mêmes

caractères généraux que la radiation primaire excitatrice ; les rayons diffusés sont de plus polarisés dans une direction perpendiculaire à celle du faisceau primaire.

La radiation fluorescente est facile à obtenir en employant des éléments de poids atomique supérieur à celui du soufre ; l'étude à l'électroscope avec intercalation d'une série d'écrans d'aluminium permet de constater son homogénéité définie par l'existence de la loi exponentielle d'absorption.

Les éléments du groupe Fe, Cu, Zn, ..., donnent une radiation très homogène. Ceux du groupe Ag, Sn, Sb, ..., Ce, fournissent deux radiations homogènes superposées au faisceau diffusé. Le groupe Tu, Pt, Au, Pb, Bi donne des rayons bien moins homogènes, ce qui tient à une grande proportion de rayons diffusés.

Un fait important a été mis en évidence pour la première fois par Barkla et Sadler : la radiation fluorescente n'est jamais excitée par une radiation primaire de pouvoir pénétrant inférieur (analogie avec la loi de Stokes). L'émission de l'une est liée à l'absorbabilité de l'autre et inversement.

Cette loi a une grande importance pratique. Par exemple, pour isoler les rayons fluorescents peu pénétrants, on prendra un tube à rayons X assez doux (les mêmes caractères se présentent dans le cas d'ionisation de substances gazeuses qui se trouve reliée à l'absorbabilité du faisceau primaire).

Les corps étudiés fournissent deux séries K et L de rayons fluorescents ; certains d'entre eux font partie des deux séries à la fois. En portant en abscisses les poids atomiques et en ordonnées l'absorbabilité par l'aluminium, on obtient deux courbes distinctes K et L ; chacune d'elles diffère peu d'une exponentielle.

E.-W.-B. GILL. — Intensité de la lumière ultra-violette émise par la décharge électrique à basse pression. — P. 412-419.

Le sujet de cette étude est la distribution de l'intensité le long d'un tube de quartz cylindrique à électrodes d'aluminium, parcouru par un courant d'environ 0,004 ampère. L'intensité est définie par l'effet Hertz produit sur une plaque de zinc, l'une étant proportionnelle à l'autre d'après Griffiths. On déplaçait le tube de centimètre en centimètre devant une fente d'un écran de plomb derrière laquelle se trouvait une toile métallique à 40 volts, puis le plateau de zinc

relié à l'électromètre. La déviation de l'aiguille donnait l'intensité en unités arbitraires.

En portant la position de l'écran en abscisses et l'intensité en ordonnées, on obtient une courbe à deux maxima. Quand la pression diminue, le maximum voisin de l'anode s'atténue tandis que le maximum voisin de la cathode s'élève.

Pour interpréter complètement les résultats, il faudrait connaître exactement la relation existant entre la pression dans le tube, le voltage et l'intensité du courant. L'intensité du rayonnement est en effet une fonction de deux de ces quantités, et la loi d'Ohm ne s'applique que dans un domaine restreint.

G.-N. ANTONOFF. — Les produits de désintégration de l'uranium. — P. 419-433.

En ajoutant un sel de fer à une solution de nitrate d'uranium et en le précipitant ensuite par ébullition, on obtient une préparation d'uranium X ; en opérant par addition préalable de carbonate d'ammoniaque on peut obtenir des couches minces qu'on étudie avec un électroscope à rayons  $\beta$ . On trouve toujours un produit distinct de l'Ur X ; sa vie moyenne est 4,5 jour ; l'Ur Y émet des rayons  $\beta$  peu pénétrants et probablement aussi quelques rayons  $\alpha$ .

On ne peut le séparer chimiquement de l'Ur X qui, d'ailleurs, est en quantité bien plus grande. L'Ur Y serait un produit latéral de désintégration de l'uranium.

A. GRUMBACH.

---

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL ;

Vol. XXXIV n° 1 et 2 ; juillet-septembre 1914.

H.-M. RANDALL. — Quelques spectres infra-rouges. — P. 1-21.

Spectres infra-rouges de onze éléments : cuivre, argent, césium, rubidium, strontium, baryum, étain, plomb, arsenic, antimoine et bismuth dans la région 750  $\mu\mu$  à 3.000  $\mu\mu$ . — A l'exception de quelques raies du baryum et d'une raie du strontium, toutes les raies des six premiers éléments, ont pu trouver place dans les séries régulières, ou dans les séries de Ritz.



Dans le spectroscope employé par l'auteur, la fente était au foyer d'un miroir concave qui projetait un faisceau de rayons parallèles sur un réseau; celui-ci était incliné de manière à renvoyer sur le miroir le faisceau diffracté qui de là allait converger sur une pile thermoélectrique du type de Rubens et déjà utilisée par Paschen. Le réseau était monté sur un cercle divisé capable de donner la seconde; par sa rotation on faisait défiler sur la pile tout le spectre. On lisait le cercle au moment où le galvanomètre déviait.

R. ROSSI. — Effet de la pression sur le spectre d'arc du vanadium. — P. 21-26.

Les mesures de l'auteur ont été faites avec un arc produit entre un pôle de carbone et un tube de graphite rempli de vanadium, et brûlant sous des pressions de 15, 30, 50 et 100 atmosphères.

Toutes les raies sont élargies et déplacées du côté rouge du spectre; plusieurs sont renversées. Les déplacements ne varient pas beaucoup d'une raie à l'autre; on ne peut faire de groupements parmi les raies subissant les mêmes déplacements.

Ces expériences confirment une fois de plus la relation à peu près linéaire entre la pression et le déplacement. Le déplacement moyen des raies du vanadium est, par atmosphère, de 0,000266  $\mu\mu$ .

ARTHUR S. KING. — Effet de la pression sur les spectres du four électrique.  
P. 37-56.

Le four de M. A.-S. King est un tube de graphite de 30<sup>cm</sup>,5 de long et de 1<sup>cm</sup>,25 de diamètre intérieur parcouru par un courant d'une intensité initiale de 1.000 ampères, mais qui descend rapidement à 50, à mesure que le tubes'échauffe. Les vapeurs intérieures au tube deviennent lumineuses sous l'influence de la température seule, qui atteint dans cet appareil 2.100 à 2.300°. L'étude actuelle n'est qu'un essai préliminaire de l'effet sur les spectres d'une augmentation de pression de l'atmosphère; elle a porté sur les vapeurs de fer de chrome et de vanadium. L'atmosphère intérieure au tube était formée par de l'acide carbonique; les pressions utilisées atteignaient 9 atmosphères.

Le four sous pression donne un spectre contenant pratiquement toutes les raies que l'on observe aux mêmes températures avec le four dans le vide.

Les raies sont déplacées vers le rouge et élargies, l'élargissement étant très fort et souvent accompagné de renversement pour les raies qui apparaissent à basse température.

Le nombre des raies mesurables est à peu près le même que pour l'arc sous pression ; leurs intensités présentent quelques différences.

Les raies du fer de  $\lambda$  4050 à  $\lambda$  4450 ont des déplacements divers qui sont entre eux dans les rapports de 1 à 2 et à 4.

Les déplacements relatifs des raies du four suivent de près ceux des raies de l'arc, mais les déplacements absolus à 9 atmosphères sont près de deux fois plus grands que ceux de l'arc à la même pression.

Les déplacements des raies de basse température ne tendent pas à s'accroître avec la longueur d'onde.

CHARLES-E. SAINT-JOHN. — Mouvement et état de la vapeur de calcium sur les taches solaires et dans d'autres régions spéciales. — P. 57-79 et 131-154.

Les mouvements des vapeurs dans les hautes régions de l'atmosphère solaire sont houleux, tumultueux et en apparence irréguliers ; l'auteur pense cependant qu'il peut exister des effets systématiques, et il cherche à les mettre en évidence à l'aide du grand nombre de documents de l'observatoire du mont Wilson. On peut retenir que d'une manière générale les vapeurs qui émettent la radiation ont un mouvement ascendant, tandis que ceux qui l'absorbent ont un mouvement descendant. Les vitesses sont de l'ordre de 1 à 2 kilomètres par seconde.

A. DE LA BAUME-PLUVINEL et F. BALDET. — Spectre de la comète Morehouse (1908 c). — P. 89-105.

Le spectre de cette comète était composé : 1° de quatre spectres de bandes que les auteurs attribuent à l'oxyde de carbone, à l'azote, au cyanogène et au carbone ; 2° de quelques radiations faibles impossibles à identifier.

Le cyanogène et le carbone n'étaient présents que dans la tête ; l'oxyde de carbone et l'azote, dans la comète entière. Le spectre de l'oxyde de carbone était le plus visible, puis dans l'ordre décroissant ceux de l'azote, du cyanogène et enfin du carbone.

JAMES BARNES. — Arc en vase clos pour les recherches spectroscopiques.  
P. 154-158.

La caractéristique importante du dispositif de M. Barnes paraît être l'isolement calorifique de l'arc et de la cloche de verre qui limite l'atmosphère dans lequel il brûle. Un cylindre de fer entouré d'un serpentín de plomb dans lequel circule de l'eau courante les masque l'un à l'autre.

L'arc sous pression réduite donne un spectre plus pur, aux raies plus étroites et plus nettes, que l'arc brûlant dans l'air.

JAMES BARNES. — Spectres de l'aluminium, du cuivre et du magnésium dans l'arc sous pression réduite. — P. 159-163.

Les bandes qui ont été attribuées aux composés oxygénés et hydrogénés de l'aluminium, du magnésium et du calcium apparaissent très clairement dans l'arc sous pression réduite (inférieure à  $0^{\text{mm}},5$ ). L'auteur ne peut conclure de ses expériences si ces bandes sont des vraies bandes d'oxydes ou d'hydrates ;

Pour les raies, l'effet de la réduction de la pression est en général d'accroître l'intensité des raies d'étincelles du magnésium et de l'aluminium, et de diminuer celle de beaucoup de raies d'arc du cuivre. Quelle que soit l'explication de ce fait, on peut conclure que l'arc dans le vide est un état intermédiaire entre l'arc dans l'air et l'étincelle, quoique la chute de potentiel dans cet arc soit toujours moindre que celle dans l'air, pour la même intensité.

JULES BAILLAUD.

---

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXXV, n<sup>o</sup> 7, 8, 9 et 10 ; 1911.

P. GRUNER. — Sur un résultat paradoxal de la théorie cinétique. — P. 381-389

Maxwell, puis Boltzmann ont montré que l'on peut établir complètement la théorie cinétique des gaz en supposant que les molécules sont des centres de force. L'intégration s'effectue aisément si la loi

d'action est une répulsion en raison inverse de la cinquième puissance de la distance. Dans le cas des actions en raison inverse du carré des distances, certaines intégrales, qui représentent le frottement intérieur, deviennent infinies, ce qui est absurde. Il doit y avoir, de la part de l'auteur, une faute de raisonnement.

MARTIN KNUDSEN. — Écoulement moléculaire de l'hydrogène à travers les tubes, et le « manomètre à fil thermique ». — P. 389-395.

Dans un travail antérieur <sup>(1)</sup>, l'auteur a étudié par la théorie et l'expérience l'écoulement des gaz dans des tubes cylindriques de diamètre petit par rapport au libre parcours moyen. Dans sa théorie il supposait que les molécules sont rejetées par une paroi solide dans une direction absolument indépendante de leur incidence. L'expérience a vérifié cette hypothèse. Mais les mesures de pression étaient faites à l'aide d'une jauge, instrument peu exact. L'auteur les reprend avec son nouveau manomètre à fil thermique <sup>(2)</sup>, et retrouve le même résultat, qui semble cependant en contradiction avec certaines lois de la conductibilité calorifique des gaz.

E. BAISCH. — Expériences sur la vérification de la loi du rayonnement de Wien-Planck dans le domaine des courtes longueurs d'onde. — P. 543-590.

Travail fait sous la direction de W. Wien.

L'auteur a déterminé les courbes isochromatiques d'énergie du corps noir (variation de l'énergie avec la température pour une longueur d'onde donnée), dans le violet et l'ultra-violet jusqu'à 0,333  $\mu$ .

Les mesures ont été faites par une méthode spectrophotographique : on photographie sur une même plaque, avec un temps de pose constant, quelques spectres (quatre en général) émis par un corps noir à des températures croissant de 10 en 10°, à 1.120, 1.130, 1.140, 1.150° par exemple. Sur la même plaque, et pendant le même temps de pose, on projette un certain nombre de spectres émis par une même source dont on fait varier l'intensité d'une manière déterminée. On obtient ainsi une sorte d'échelle de noircissement qui permet, après mesure photométrique et interpolation, de déterminer en

(1) *Ann. d. Phys.*, XXVIII, p. 75; 1909; — *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. IX, p. 442; 1910.

(2) *Ann. d. Phys.*, XXXIV, p. 636; 1911; — *J. de Phys.*, ce vol., p. 409.

valeur relative, l'énergie émise par le corps noir pour une même longueur d'onde aux diverses températures.

Comme source de comparaison variable, M. Baisch se sert d'un écran blanc diffusant, éclairé par une lampe Osram placée sur un banc d'optique et dont on fait varier la distance à l'écran. Comme la lampe Osram est assez étendue, il est difficile d'appliquer la loi du carré des distances. L'auteur a mieux aimé comparer, à l'aide d'un photomètre de Lummer-Brodhun l'éclat de l'écran diffusant à celui d'une autre lampe Osram fixe dont on change l'intensité à l'aide d'un secteur tournant, d'ouverture variable. La formule de Wien :

$$E_{\lambda} = Ke^{-\frac{c}{\lambda\tau}},$$

s'est trouvée vérifiée avec  $c = 14970$ .

La valeur réelle de  $c$  est voisine de 14500. L'accord est donc assez bon.

M. LAUE. — Sur la dynamique du principe de relativité. — P. 524-542.

M. Laue admet avec Lorentz, Planck, etc., que toutes les forces se transforment comme les forces électromagnétiques, lorsqu'on passe d'un système de coordonnées à un autre animé d'une vitesse uniforme par rapport au premier. Minkowski et Sommerfeld ont généralisé la notion de force et ont défini une force *vecteur d'univers* à quatre dimensions, dont les trois projections sur les axes spatiaux représentent la force, et la projection sur l'axe imaginaire ( $\sqrt{-1} ct$ ,  $t = \text{temps}$ ) le travail (composante énergétique).

La force électrodynamique d'univers  $F$  se trouve liée à un tenseur d'univers à 16 composantes  $T$ , par la relation :

$$F = - \text{Div } T,$$

Div = divergence d'univers.

Les composantes de  $T$  ont des significations simples ; les unes représentent les tensions de Maxwell, les autres les composantes du flux d'énergie de Poynting et de la quantité de mouvement électromagnétique, la dernière changée de signe, l'énergie électromagnétique.

M. Laue généralise ces résultats. Il relie à toute espèce de force un tenseur dont les composantes ont un sens analogue à celui des

composantes du tenseur électromagnétique. Il obtient ainsi les formules de transformations de la quantité de mouvement, de l'énergie et des pressions ou tensions. Il démontre que le théorème des aires est vrai en toute généralité, mais que les formules de la dynamique nouvelle sont compliquées. Elles se simplifient dans le cas d'un système isolé en équilibre, ou en mouvement quasi-stationnaire. Dans ce cas, on retrouve, en toute généralité, la relation d'Einstein :

$$m^0 = \frac{E}{c},$$

$m^0$  = masse au repos ;

$E^0$  = énergie interne au repos ;

$c$  = vitesse de la lumière.

PHILIPP FRANCK. — Les équations du champ électromagnétique et les transformations linéaires de l'espace et du temps. — P. 599-607.

Démonstration nouvelle d'un théorème connu (Bateman) : les transformations de Lorentz sont les seules transformations linéaires qui laissent invariante l'expression :

$$c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2,$$

et qui conservent leur forme aux équations du champ électromagnétique.

H. KAYSER. — Réponse à MM. Steubing et Stark. — P. 608-612.

Nouvelle réponse de Stark (1).

M. v. SMOLUCHOWSKI. — Sur la théorie de la conductibilité de la chaleur dans les gaz dilués, et des forces de pression produites par différence de température. — P. 983-1004.

Résumé critique de l'ensemble des travaux publiés depuis quelque temps sur la conductibilité calorifique des gaz raréfiés et l'effet radiométrique. Étude particulière des mémoires de M. M. Knudsen.

1° En 1898, M. Smoluchowski a montré par l'expérience que, jus-

---

(1) Voir *Ann. d. Phys.*, XXXIV, p. 1003 et 1021 ; — *J. de Phys.*, ce vol., p. 519.

qu'à des pressions assez basses, le coefficient de conductibilité calorifique des gaz reste invariable. A partir d'un certain degré de vide, la conductibilité subit une diminution apparente, qui est due à *une chute brusque de température*  $\Delta\Theta$  au voisinage de la surface des solides.

On a :

$$\Delta\Theta = -\gamma \frac{\partial\Theta}{\partial n}.$$

$\partial\Theta$  est le gradient de température dans le gaz et  $\gamma$  une constante caractéristique, « le coefficient de chute de température ».

La valeur absolue du coefficient de conductibilité dépend de la structure des molécules et des lois d'action. La théorie cinétique n'en donne que l'ordre de grandeur.

2° On ne peut établir actuellement une théorie exacte de la conductibilité de la chaleur qu'aux basses pressions et pour des gaz monoatomiques. Il faut supposer que le libre parcours moyen des molécules est très grand par rapport aux dimensions des récipients.

Si nous considérons deux plans parallèles indéfinis, entre lesquels on établit une différence de température de 1°, les calculs de Smoluchowski, comme ceux plus récents de M. Knudsen, montrent que la quantité de chaleur  $Q$ , qu'ils échangent par unité de temps et de surface est indépendante de leur distance et proportionnelle à la pression. C'est ce que vérifient très bien les expériences de Knudsen.

On a :

$$Q = \frac{a}{2-a} \frac{\rho s c^2}{\sqrt{6\pi}},$$

$c^2$  étant le carré moyen de la vitesse des molécules,  $\rho$  la densité du gaz,  $s$  la chaleur spécifique à volume constant,  $a$  un coefficient que Knudsen appelle coefficient d'accommodation, et que Smoluchowski avait déjà introduit sous le nom de « coefficient d'égalisation de température » et dont voici le sens :

Les molécules d'un gaz froid qui viennent frapper une paroi solide chaude ne prennent pas toutes, après le choc, la température de la paroi, mais une température inférieure, c'est à ce fait qu'est due la chute brusque de température au contact de la paroi. On peut expliquer ceci par deux hypothèses possibles :

A. Si nous appelons  $\vartheta_m$  la température des molécules incidentes,  $\vartheta$  celles des molécules réfléchies et  $\vartheta_0$  celle de la paroi, on peut sup-

poser que  $\theta - \theta_0$  est proportionnel à  $\theta_m - \theta_0$ , c'est-à-dire :

$$\theta - \theta_0 = \beta (\theta_m - \theta_0) \quad (\beta < 1),$$

ou bien :

$$\theta_m - \theta = (1 - \beta) (\theta_m - \theta_0) = a (\theta_m - \theta_0).$$

$a = 1 - \beta$  est le coefficient d'accommodation.

B. Lorsque les molécules du gaz viennent frapper le solide, une fraction  $(1 - a)$  d'entre elles est réfléchiée comme par un miroir, sans variation de force vive, le reste  $a$  est renvoyé comme venant d'un gaz en équilibre de température avec la paroi,  $a$  est alors le coefficient d'accommodation.

Les deux hypothèses fournissent les mêmes résultats dans le cas des plans parallèles, mais non plus lorsque les échanges de chaleur se font entre deux cylindres concentriques. Les expériences de Knudsen semblent confirmer la première hypothèse.

3° La valeur de  $a$  est très petite dans le cas de l'hydrogène, comme le montrent les expériences de l'auteur, de Soddy et Berry et de Knudsen.  $a$  semble être d'autant plus faible que le poids moléculaire est plus petit, et la molécule plus compliquée.

$a$  dépend aussi de la nature du solide, comme l'a montré Knudsen. Il est plus grand pour le noir de platine, par exemple, que pour le platine poli, mais il ne doit pas s'agir uniquement d'un effet de rugosité.

Les valeurs absolues de  $a$  qu'a données Knudsen n'ont pas de sens.

4° De même sa théorie des gaz polyatomiques, ainsi que sa théorie de la conductibilité aux pressions élevées ne peuvent pas être considérées comme exactes.

Pour les pressions élevées, Knudsen oublie même que la loi de distribution des vitesses de Maxwell n'est plus valable, et que c'est même là le fait qui domine tout le phénomène de conduction.

5° Les forces radiométriques dépendent également du coefficient  $a$ . Si celui-ci n'a pas la même valeur sur toutes les parois qui limitent le gaz, le manomètre de Knudsen ne donne pas de valeurs absolues, et sa formule n'est qu'approchée. Il faut également la corriger pour de grandes différences de température.



CURT SCHELL. — Photométrie photographique et mesures d'absorption sur l'iodure d'argent dans le spectre ultra-violet. — P. 695-726.

Reprenant et complétant des travaux antérieurs, l'auteur précise les conditions dans lesquelles il a pu se servir de la photographie pour des mesures photométriques.

D'abord, toutes choses égales d'ailleurs, le noir d'une plaque n'est pas uniforme. — Les bords naturels présentent toujours un noir plus faible que le milieu si le développement ne produit aucune trace de voile ; mais dès qu'un voile, même léger, se manifeste, il commence aux bords naturels et s'étend progressivement vers le milieu. Pratiquement, les bords naturels sont inutilisables sur une largeur d'au moins 1<sup>cm</sup>,5. — Les bords provenant d'un sectionnement fournissent un noir plus intense que le milieu : cette anomalie, due vraisemblablement à une diffusion plus rapide du révélateur, peut être presque complètement supprimée par l'emploi d'un révélateur lent et par un bain préalable dans l'eau jusqu'à complet ramollissement de la gélatine. — Moyennant quoi, les variations de sensibilité de la plaque correspondent à une incertitude sur l'intensité qui, sauf exceptions, ne dépasse pas 30/0.

Pour certaines plaques la sensibilité varie systématiquement d'un bord à l'autre : cette variation est négligeable si l'on compare des parties de la plaque distantes de 1 centimètre au maximum.

Ceci établi, pour comparer deux intensités  $i_1$   $i_2$ , on leur fait correspondre des temps de pose  $t_1$  et  $t_2$  tels que les noirs soient égaux. L'expérience montre que le noir est une fonction du produit  $it^\theta$ , c'est-à-dire que l'on a pour des noirs égaux :

$$i_1 : i_2 = (t_2 : t_1)^\theta,$$

$\theta$  étant une constante caractéristique de l'espèce de plaque employée. Pour le révélateur à l'oxalate ferreux, dans des conditions déterminées de composition, de température et de durée de développement, la constante  $\theta$  est pratiquement indépendante du noir et de la longueur d'onde, et ses variations accidentelles n'atteignent pas 10 0. En réalité, l'un des temps de pose n'est pas observé directement, mais calculé par interpolation, en admettant la proportionnalité du noir au logarithme du temps de pose.

L'auteur utilise cette méthode de photométrie photographique

pour mesurer le coefficient d'absorption de l'iodure d'argent entre  $\lambda 215$  et  $\lambda 430 \mu\mu$ . Dans la région visible du spectre, les résultats concordent suffisamment avec ceux obtenus antérieurement par Scholl, à l'aide d'une méthode optique.

LUDWIG SCHILLER. — Influence d'une traction normale aux lignes de force sur la constante diélectrique du caoutchouc. — P. 931-982.

L'auteur obtient pour une feuille de caoutchouc allongée de 30 0/0 dans une direction normale aux lignes de force une diminution de la constante diélectrique de 3,67 à 3,51.

Essayant d'interpréter ce résultat à l'aide de la théorie de Wiener sur la constante diélectrique des mélanges, il considère le caoutchouc comme un mélange d'éther et de molécules à constante diélectrique invariable. Il résulte de cette hypothèse que l'anisotropie introduite par la déformation dans la distribution des molécules ne fournit pas l'explication du phénomène. On est amené à supposer, en outre, ou bien que les molécules s'allongent dans la direction de la traction, ou bien qu'elles ont par elles-mêmes une forme allongée et que leurs grands axes, d'abord répartis d'une façon isotrope, tendent à s'orienter parallèlement à la traction. En attribuant aux molécules la forme de bâtonnets, on trouve, suivant la manière dont on précise les hypothèses : pour la constante diélectrique absolue des molécules, des valeurs variant de 6,2 à 8,7, et pour le rapport du volume vrai des molécules au volume apparent, des nombres variant de 0,50 à 0,66.

CH. FORTIN.

F. PASCHEN. — Sur les systèmes sériés dans les spectres du zinc, du cadmium et du mercure, II. — P. 860-880.

L'auteur est conduit à ranger les raies du zinc, du cadmium et du mercure, d'après l'étude du caractère de ces raies, en particulier de l'effet Zeeman, de la manière suivante : les spectres du zinc et du cadmium, ainsi que celui du mercure probablement, renferment un système de trois séries spectrales constituées respectivement par des raies uniques, des doublets ou des triplets. Certaines raies, déduites du principe de combinaison de Ritz entre les triplets et les raies uniques, sont particulièrement intenses et se correspondent

dans les trois spectres. D'ailleurs, la tendance à former ces sortes de combinaisons est d'autant plus marquée que le poids atomique du métal est plus élevé.

H. LABROUSTE.

A. BESTELMEYER. — Trajectoire des rayons cathodiques issus d'une cathode de Wehnelt à travers un champ magnétique uniforme. — P. 909-930.

L'auteur s'est proposé de mesurer le rapport  $\frac{\mu}{\varepsilon}$  en apportant un soin particulier à la détermination du rayon de la trajectoire circulaire décrite par les électrons dans un champ magnétique de direction normale.

L'appareil est constitué par un récipient annulaire en laiton fermé à la partie supérieure par une glace; c'est dans ce récipient qu'on fait le vide. Les rayons cathodiques issus d'une cathode de chaux incandescente parcourent l'intérieur du récipient suivant un cercle, tout l'appareil étant placé dans le champ magnétique intérieur d'un solénoïde vertical fixé au même support que le récipient de laiton. Une série d'écrans et de repères permettent de viser la trajectoire cathodique sur des diamètres distants de 60° environ. La visée se fait au moyen d'une lunette à oculaire micrométrique. La forme du faisceau cathodique complique la méthode; la section n'est pas circulaire, mais a une forme de croissant nettement délimité, ce qui indique l'existence d'électrons de vitesse différente. La netteté du bord intérieur reste d'ailleurs difficile à expliquer. M. Bestelmeyer a employé une méthode graphique pour déterminer le rayon moyen.

Le courant employé est pris en dérivation sur une résistance en série avec une batterie de haute tension. Le récipient de laiton sert d'anode.

Toute correction faite, on trouve :

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{2P}{r^2 H^2} = 1,766 \times 10^7.$$

L'incertitude serait de l'ordre de  $0,01 \times 10^7$ . L'auteur fait remarquer l'arbitraire qu'il y a à prendre pour P la différence de potentiel entre les électrodes; les électrons partent en effet de la surface de l'oxyde plus que de l'intérieur. La valeur de  $\mu$  trouvée serait donc

trop grande. M. Bestelmeyer avait trouvé précédemment <sup>(1)</sup> :

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 1,73 \times 10^7,$$

tandis que d'autres méthodes ont donné  $1,88 \times 10^7$ . Il faut tenir compte du mode de formation des rayons cathodiques dans chaque cas particulier.

K. STEINBERG. — Sur l'effet Hall dans l'iodure de cuivre ioduré. — P. 1009-1033.

Étude approfondie des phénomènes observés par Baedeker <sup>(2)</sup>.

L'iodure est préparé par immersion de cuivre dans la vapeur d'iode; le courant est amené par des électrodes de platine. L'épaisseur est calculable par l'observation des franges d'interférences, l'indice étant connu <sup>(3)</sup>. Pour iodurer l'iodure, on le plonge dans des solutions d'iode dans la benzine à diverses concentrations.

M. Steinberg emploie la méthode habituelle de mesure de l'effet Hall avec compensation des dissymétries par une force électromotrice auxiliaire.

Étant donné l'ordre de grandeur très différent des résistances de l'iodure suivant la teneur en iode, il a jugé utile de vérifier si les mesures électrométriques et galvanométriques donnent les mêmes résultats. Il a constaté également que la largeur des électrodes n'influe pas sur la valeur mesurée du coefficient de Hall qui est positif.

L'effet transversal est proportionnel au courant primaire. (La densité de courant a varié de 0, 15 à 23 ampères par centimètre carré.) Il est aussi proportionnel au champ magnétique (de 0 à 20.000 C. G. S.) La grandeur du coefficient de rotation dépend de la concentration en iode et de la résistivité de l'iodure; il croit d'abord lentement avec celle-ci, puis rapidement pour lui devenir proportionnel.

Les préparations employées ne présentent pas « d'effet longitudinal », c'est-à-dire de variation de résistance appréciable dans le champ magnétique, même avec 20.000 C. G. S. On ne rencontre pas ici le parallélisme observé entre ce dernier phénomène et l'effet dans le cas du bismuth, du nickel et du fer.

A. GRUMBACH.

(1) *Ann. d. Ph.*, XXII, p. 429; 1907.

(2) K. BAEDERER, *Ann. d. Ph.*, XXIX, p. 578; 1909.

(3) O. MAY, *Dissert. Leipzig*, 1906 :  $n = 2,0$  environ.

F. PASCHEN. — La dispersion du quartz dans l'infra-rouge. — P. 1005-1008.

Paschen a déterminé, par une méthode purement bolométrique, et pour des longueurs d'onde correspondant à des raies infra-rouges du mercure, de l'hélium et de l'oxygène mesurées par lui avec précision, les indices de réfraction du quartz dans la direction parallèle à l'axe. Il a ainsi obtenu les nombres suivants :

	He	He	He	O	O
$\lambda$	0,66784	0,706548	0,72817	0,77733	0,84467
$n$	1,541545	1,540490	1,539954	1,538840	1,537527
	Hg	He	Hg	Hg	He
$\lambda$	1,01406	1,08304	1,12882	1,52961	2,05820
$n$	1,534857	1,533900	1,533287	1,528030	1,5200008

Ces résultats concordent avec ceux de Carvallo aux environs de  $0,67 \mu$  et de  $217 \mu$  : dans l'intervalle les nombres de Carvallo sont plus petits et la différence atteint  $0,00007$  au voisinage de  $13 \mu$ .

P.-P. KOCH. — Sur la question de la dissymétrie des triplets de Zeeman.  
Remarque sur une publication de M. Voigt. — P. 1034-1036.

Voigt avait cru trouver dans une planche publiée par M. Koch le premier exemple de la dissymétrie des triplets de Zeeman exigée par sa théorie. M. Koch conteste cette interprétation; et, d'après lui, la dissymétrie observée serait due simplement au mode de séparation des raies par le réseau.

F. CROZE.

A. EICHENWALD. — Sur le déplacement de l'énergie dans la réflexion totale.  
P. 1037-1040.

L'auteur est conduit pour répondre aux objections faites par Voigt au travail de Cl. Schaefer et Gross<sup>(1)</sup>, à préciser sa définition du rayon lumineux envisagé comme la ligne de flux de l'énergie perpendiculaire aux lignes de force électrique et magnétique (vecteur de Poynting). Il résume ses conclusions dans le cas où il y a réflexion totale.

S. BLOCH.

(1) *J. de Phys.*, 9<sup>e</sup> série, t. I, p. 496; 1911.

*J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I. (Octobre 1911.)

## PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XII; 1911.

A. RIGHI. — Nouvelles recherches sur le potentiel de décharge dans le champ magnétique (d'après la traduction publiée par la *Phys. Zeitschr.*, t. XII, p. 424-439).

I. *Recherches complémentaires sur le potentiel de décharge aux pressions moyennes.* — Des recherches antérieures <sup>(1)</sup> effectuées sous des pressions de quelques dixièmes de millimètre, avec des électrodes en forme de plateaux, avaient conduit l'auteur à cette conclusion que le potentiel de décharge était tantôt abaissé, tantôt relevé par l'action d'un champ magnétique et qu'il existait une valeur du champ correspondant à un minimum pour le potentiel de décharge. Ces expériences avaient été réalisées avec un écartement des électrodes inférieur à la distance critique <sup>(2)</sup>. Pour les grandes distances, on s'était borné à rechercher si le champ magnétique n'abaissait pas le potentiel de décharge ; le résultat avait été négatif. Restait à rechercher s'il n'y avait pas augmentation du potentiel de décharge ; les nouvelles expériences montrèrent qu'il en était ainsi. Le tube employé renfermait deux plateaux parallèles d'écartement variable. Pour chaque distance entre électrodes on déterminait le potentiel de décharge, les plateaux étant successivement parallèles, puis perpendiculaires au champ. La pression de l'air dans le tube était de 0<sup>mm</sup>,68, la distance critique de 6 millimètres. Avec des écartements de 8, 10, 15 millimètres, les courbes obtenues montrèrent que l'effet prédominant était une augmentation du potentiel de décharge. L'effet est particulièrement sensible quand les électrodes sont disposées parallèlement au champ magnétique.

II. *Explication admise jusqu'ici et nouvelle hypothèse proposée.* — Jusqu'ici on a attribué l'influence du champ magnétique aux déformations qu'il peut imprimer aux trajectoires des électrons. L'auteur pense que cette explication est insuffisante pour plusieurs motifs : 1° Quand le vide n'est pas poussé très loin, le libre parcours moyen des électrons est petit, par suite, l'influence du champ magnétique

(1) Voir *Rend. della R. As. di Bologna*, 29 mai 1910, et aussi *le Radium*, 1910, p. 283.

(2) La distance critique est la distance entre électrodes pour laquelle le potentiel de décharge est minimum.

modifiant leur trajectoire entre deux chocs consécutifs ne peut être très importante; — 2° il paraît assez difficile d'expliquer certains faits observés, notamment l'augmentation et la diminution du potentiel de décharge constatées souvent pour un angle quelconque des directions des champs magnétique et électrique; — 3° pour expliquer la diminution du potentiel de décharge, on admet qu'en l'absence du champ magnétique un courant invisible traverse déjà le tube. Or l'existence d'un tel courant n'a été constatée par aucun physicien et l'auteur qui a cherché à la mettre en évidence n'a obtenu que des résultats négatifs. Il a observé seulement que, sous l'action d'une différence de potentiel inférieure à celle qui provoque la décharge, un courant temporaire se manifeste. On peut admettre qu'il y a accumulation d'ions aux électrodes.

La théorie habituelle ne paraissant pas satisfaisante, l'auteur a été conduit à chercher si une hypothèse, exposée déjà dans un autre travail, ne trouvait pas ici son application et si le champ magnétique ne pouvait intervenir comme une cause d'ionisation. Les centres binaires, électron-ion positif, présentent, sous l'action du champ magnétique, une stabilité plus ou moins grande. Une influence analogue peut s'exercer sur la trajectoire de l'électron autour de l'atome et favoriser ou contrarier l'action du champ électrique. C'est aux électrodes où les ions s'accumulent que cette magnéto-ionisation se manifestera de la manière la plus nette. Son action sera plus intense à la cathode, car les électrons qui seraient mis en liberté à l'anode seraient bientôt absorbés par elle sans intervenir dans le mécanisme de la décharge.

III. *Polarisation ou décharge de polarisation.* — L'existence d'une couche d'ions se formant aux électrodes quand on leur applique une différence de potentiel inférieure au potentiel de décharge est révélée par la déviation momentanée d'un galvanomètre intercalé dans le circuit. Cette sorte de polarisation se produit dans un temps très court (trente secondes environ). Quand les électrodes sont abandonnées à elles-mêmes, la polarisation décroît graduellement. La rapidité du phénomène peut être influencée par la présence d'un champ magnétique, ainsi que le montre l'expérience suivante. On soumet les électrodes à une différence de potentiel déterminée, on les isole quelques instants, puis on les réunit aux bornes d'un galvanomètre. La déviation observée est notablement diminuée si, pendant l'intervalle de repos, le tube a été soumis à l'action d'un champ

magnétique. Dans un exemple cité dans le mémoire, l'amplitude était réduite dans le rapport de 3,5 à 1 (pression : 0<sup>mm</sup>,02 ; champ : 3.540 gauss). Le champ magnétique accélère toujours la recombinaison des ions dans le tube. Ce fait, qui s'explique mal par les hypothèses ordinaires, peut être aisément prévu d'après la conception adoptée par l'auteur.

IV. *Circonstances qui influent sur le potentiel de décharge.* — Les expériences tentées avec des tubes où le vide était poussé très loin donnèrent lieu à de grandes irrégularités. On remarqua que des variations apparaissaient quand on touchait le tube, quand on en approchait un conducteur ou quand on modifiait l'isolement. Ces faits mettaient en évidence l'influence des charges réparties sur la surface du tube. En effet la plupart des irrégularités et des incertitudes disparurent quand on eut recouvert le tube de feuilles de papier d'étain reliées à la terre. Une variation dans la valeur absolue du potentiel des électrodes peut modifier également l'allure des phénomènes. Là encore il est probable que les parois du tube jouent un rôle. Enfin la nature des corps auxquels aboutissent les lignes de forces électriques agissent sur le potentiel de décharge. L'auteur a imaginé un dispositif permettant de placer successivement en face de l'anode une feuille de plomb et une feuille d'aluminium, on voit alors, pour une même différence de potentiel, la décharge se produire et disparaître. Le platine possède aussi, mais à un moindre degré que le plomb, cette propriété de favoriser la décharge.

V. *Mesure du potentiel de décharge dans le champ magnétique sous de très faibles pressions.* — Pour éviter les actions perturbatrices de la paroi de verre du tube, l'une des électrodes était constituée par une feuille métallique cylindrique appliquée contre sa surface intérieure. L'autre électrode était formée d'un disque plan parallèle à l'axe du tube. La pression était de quelques centièmes de millimètre; on réalisait l'expérience en prenant successivement comme cathode les électrodes plane et cylindrique et en opérant avec des champs magnétiques perpendiculaires ou parallèles au plan du disque. De là quatre séries de courbes. Une seule d'entre elles (cathode plane disposée normalement à la direction du champ) ne paraît point subir l'influence du champ magnétique, au moins dans les limites des intensités de champ réalisées. Les trois autres affectent une allure peu différente de celle qu'on obtenait sous des pressions plus élevées; elles présentent un minimum et peuvent être rencontrées par une



droite parallèle à l'axe des champs en deux points et peut-être en trois points, s'il est possible de produire un champ assez intense.

VI. *Expériences avec des électrodes de formes diverses.* — L'auteur a repris ces expériences avec des tubes munis d'électrodes de formes très différentes. Un des dispositifs employés consistait à revêtir les parois intérieures de quatre lames en aluminium formant quatre secteurs cylindriques isolés. L'ensemble de deux secteurs opposés constituait une électrode. On avait l'avantage d'une symétrie complète. Mais les résultats les plus intéressants ont été obtenus avec un tube dont les électrodes sont d'une part une gaine d'aluminium épousant la paroi intérieure, d'autre part une longue tige cylindrique dirigée suivant l'axe. On peut alors réaliser le cas d'un champ magnétique et d'un champ électrique cylindrique, tels que les lignes de forces des deux champs soient constamment normales entre elles. Il est possible dans ces conditions de calculer la forme des trajectoires décrites par les électrons émis par la cathode. En se limitant au cas où le cylindre central forme cathode, on obtient, même pour des pressions très différentes ( $0^{\text{mm}},012$  et  $0^{\text{mm}},1$ ), des courbes d'allure semblable et qui représentent la loi de variation la plus générale reliant le potentiel de décharge à l'intensité du champ magnétique. Ces courbes sont constituées par deux lignes descendantes presque verticales, réunies par une ligne oblique ascendante. Le potentiel présente donc deux chutes brusques correspondant à des intensités de champ très différentes (300 gauss et 3.000 gauss, par exemple). L'auteur attribue la première à l'action du champ sur la cathode, la seconde à l'action du champ sur le gaz éloigné de cette électrode.

VII. *Recherches auxquelles conduit l'hypothèse de la magnéto-ionisation.* — Pour soumettre l'explication proposée au contrôle de l'expérience, on prenait un tube dont l'anode était une feuille métallique revêtant la paroi intérieure et la cathode un petit cylindre disposé suivant l'axe du tube. On soumettait à l'action du champ magnétique d'abord la cathode, puis une autre région du tube. Dans le premier cas, la décharge se produisait à 3.713 gauss, dans le second cas à 4.829 gauss (différence de potentiel appliquée, 2.210 volts). Quand la cathode est soumise à l'action du champ, on obtient la courbe de forme générale avec ses deux chutes brusques. Quand le champ s'exerce sur une autre portion du tube, la première ligne descendante n'existe plus. Ces résultats sont bien conformes aux prévisions. On peut donc conclure que les explications proposées

par l'auteur ont conduit à la découverte de faits nouveaux et que ces faits sont venus confirmer l'hypothèse de la magnéto-ionisation.

PAUL DE LA GORCE.

J. KOENIGSBERGER et W.-J. MULLER. — Remarque sur une détermination du diamètre moléculaire et sur les plus petites couches décelables optiquement. — P. 606.

Remarque sur un travail paru en 1905. Si l'on dépose sur un miroir de platine une couche de  $PbO^2$  d'épaisseur égale à deux fois le diamètre moléculaire (d'après les nombres de Planck, Rutherford, Perrin, etc., pour N), on en change le pouvoir réflecteur d'une manière appréciable.

J. ELSTER et H. GEITEL. — Nouvelles recherches sur les cellules photoélectriques à cathode de potassium colorées. — P. 609-614.

Dans un récent mémoire <sup>(1)</sup>, les auteurs ont montré que si l'on fait passer des décharges électriques dans une cellule photoélectrique remplie d'hydrogène raréfié et dont la cathode est formée par un métal alcalin, la surface de celui-ci se colore en bleu ou vert (K, Na, Rb, Co) ou en jaune brun (Na).

Ces métaux colorés présentent une sensibilité photoélectrique bien plus grande que les métaux purs. Il s'agit probablement d'une modification colloïdale.

Si on abandonne ces cellules, la coloration, et la sensibilité photoélectrique disparaissent lentement en même temps que l'hydrogène est absorbé par le métal. Il se produit un vide très avancé.

On obtient des cellules dont la couleur ne disparaît pas, et dont la sensibilité reste constante en remplaçant l'hydrogène aussitôt après la formation de la couche colorée par de l'argon ou de l'hélium.

W. STEUBING. — Expériences sur un travail de Wood : une nouvelle émission de l'étincelle. — P. 666.

Wood avait observé que l'air devient lumineux au voisinage d'une étincelle condensée d'aluminium <sup>(2)</sup>, et avait photographié le spectre émis, qu'il attribue à une fluorescence ou une diffusion.

---

<sup>(1)</sup> *Phys. Zeitsch.*, XI, p. 257; 1910 (voir *J. de Phys.*, vol. *sup.*).

<sup>(2)</sup> *Phys. Zeitsch.*, t. XI, 823; 1910 (voir *J. de Phys.*, vol. *sup.*).

L'auteur reprend les expériences de Wood ; voici ses conclusions :

1° La lumière émise est simplement la lumière de l'étincelle diffusée par des particules métalliques ;

2° Elle est indépendante de la nature du gaz où se produit l'étincelle ;

3° Elle est supprimée par un courant d'air rapide qui entraîne les particules métalliques loin de l'endroit photographié ;

4° On l'obtient dans une chambre séparée de l'étincelle par une lame transparente, en y introduisant des vapeurs métalliques ;

5° Son spectre est identique au spectre de l'étincelle.

L. NATANSÓN. — Sur la théorie statistique du rayonnement. — P. 659.

Quelques remarques sur la théorie de Planck. Examen des hypothèses de probabilité.

E. BAUER.

CH. FUCHTBAUER. — Sur une méthode pour l'étude des raies d'absorption au moyen du spectroscope à échelons et sur les variations des raies d'absorption produites par la présence de gaz étrangers. — P. 722-725.

En employant comme source de lumière une lampe à mercure à haute pression qui donne des raies élargies, on peut étudier, avec la grande dispersion d'un échelon à seize plaques, les raies d'absorption dont les longueurs d'onde sont comprises dans le même intervalle que les raies élargies du mercure. Grâce à ce dispositif, Fuchtbauer a pu étudier l'influence sur les raies d'absorption du brome et de l'iode de la présence d'un peu d'azote, de gaz carbonique ou d'hydrogène. Les raies d'absorption sont élargies et affaiblies. Les raies d'absorption du sodium et du potassium sont élargies également, mais leur intensité est augmentée au lieu d'être diminuée.

E. BUDDE. — Le principe de Doppler pour un miroir en mouvement et une expérience de Klingerfues. — P. 725-729.

Klingerfues avait émis une théorie, d'après laquelle on pouvait déceler le mouvement de la Terre par rapport à l'éther supposé immobile, en observant le déplacement des raies d'un spectre d'ab-

sorption. Ce spectre devait être obtenu après réflexion sur un prisme à réflexion totale d'un faisceau lumineux qui arrive sur le prisme dans la direction sud-nord et en ressort en se dirigeant vers l'est. Budde critique cette théorie en se basant sur la formule qui, d'après le principe de Doppler, donne la longueur d'onde de la lumière observée après réflexion sur un miroir en mouvement.

D'ailleurs, en faisant tomber un faisceau lumineux dirigé du sud au nord sur un miroir disposé de telle façon que le faisceau réfléchi soit dirigé vers l'ouest, et en l'analysant au spectroscopie, après avoir disposé deux exemplaires du même absorbant, l'un entre la source et le miroir, l'autre entre le miroir et le spectroscopie, on doit, d'après la théorie de Klingerfues, observer un dédoublement des raies d'absorption, pourvu toutefois qu'au moment et pour le lieu de l'observation le mouvement de la Terre par rapport à l'éther se fasse de l'est vers l'ouest. Dans ces conditions et avec les appareils employés, le déplacement postulé par la théorie était  $\frac{1}{12600}$  de la longueur d'onde et l'on pouvait apprécier un déplacement de  $\frac{1}{20000}$ . En réalité, on n'a observé aucun déplacement.

F. CROZE.

H. ROHMANN. — Excitation par choc produite par de fréquentes décharges partielles. — P. 649-652.

Le mode d'excitation étudié par l'auteur diffère de celui étudié par Wien par ce fait que ce dernier, qui ne se produit qu'avec de faibles intensités de courant dans le circuit primaire, nécessite entre les deux circuits un couplage parfaitement déterminé, ce couplage étant du reste assez lâche. Dans les expériences décrites, au contraire, c'est pour des intensités importantes de courant dans le circuit primaire qu'on arrive à n'avoir qu'une seule onde dans le circuit secondaire, ce résultat étant obtenu avec des couplages plus élevés que ceux nécessaires pour répéter les expériences de Wien, et indépendants jusqu'à un certain point du coefficient de couplage.

Ainsi dans une des expériences citées faite avec des étincelles de 0<sup>mm</sup>,5 entre plaques d'argent, avec un courant de 1 ampère dans le primaire et un coefficient de couplage de 0,11, on n'observait qu'une seule onde dans le secondaire. C'était le mode d'excitation

étudié par Wien. Au contraire, avec un coefficient de couplage de 0,2, il fallait des courants de l'ordre de 2,5 ampères pour n'obtenir qu'une seule onde dans le secondaire. En réalité, du reste, les deux ondes de couplage subsistaient encore, mais étaient très faibles.

L'auteur a pu obtenir de semblables résultats avec des éclateurs constitués par divers métaux et en particulier par du magnésium, ce qui lui a permis de photographier l'étincelle par le dispositif du miroir tournant.

Il explique les résultats obtenus en admettant que les décharges correspondant à de fortes intensités dans le primaire se font surtout par l'intermédiaire d'ions gazeux plus mobiles que les ions métalliques.

Il signale du reste qu'une décharge de faible intensité donnant naissance à deux ondes n'en donne qu'une, lorsqu'on approche un brûleur Bunsen de l'éclateur.

KARL ROTTGARDT. — Production ou suppression de l'arc électrique dans l'emploi des transformateurs de résonance. — P. 652-657.

L'auteur étudie la nature de la décharge qui se produit dans un éclateur, constitué par deux cylindres de zinc, intercalé en dérivation avec une self-induction et une capacité dans le secondaire d'un transformateur alimenté par un alternateur fournissant du courant à 500 périodes par seconde, la résonance primaire ayant été réalisée.

Dans la plupart des cas, cette décharge présente partiellement le caractère d'un arc, car il suffit de la souffler par un courant d'air pour voir croître l'énergie communiquée à un ondemètre placé dans le voisinage. Dans certains cas pourtant, elle peut avoir uniquement le caractère d'une étincelle oscillante. L'examen des phénomènes qui se passent dans un tube à hélium placé à proximité permet à l'auteur de reconnaître quand il en est bien ainsi : il a constaté que, pour arriver à ce résultat, il était nécessaire d'intercaler dans le circuit secondaire une résistance ayant, toutes choses égales d'ailleurs, une valeur minima donnée.

Cette valeur minima dépend de la période des oscillations engendrées et du degré d'excitation de l'alternateur, qui fournit le courant à 500 périodes.

La résistance peut être remplacée par un circuit secondaire ayant un coefficient d'amortissement suffisamment élevé et, dans ce cas, il

existe un degré de couplage au-dessous duquel l'introduction de ce circuit secondaire est inefficace.

R. JOUAUST.

E. WIECHERT. — Principe de relativité et éther. — P. 689-707 et 737-758.

Aussitôt après la découverte des principes de la thermodynamique, deux tendances se sont manifestées parmi les physiciens.

Les énergétistes, invoquant une philosophie positive, exigèrent que l'on se contentât des résultats de l'expérience, sans chercher de mécanisme caché qui les expliquât. En même temps ils donnèrent aux principes un sens absolu édifiant toute la physique sur cette nouvelle base.

Les atomistes, au contraire, développèrent la théorie mécanique de la chaleur, d'où la thermodynamique était sortie, et particulièrement la théorie cinétique des gaz. En introduisant la notion de probabilité, ils trouvèrent une interprétation du principe de Carnot, et découvrirent qu'il n'est pas applicable à tous les cas possibles, mais seulement aux gros phénomènes.

Aujourd'hui le triomphe des atomistes est complet, provisoirement au moins, quoique la théorie soit encore loin d'être parfaite. Mais il s'est engagé une nouvelle lutte, tout à fait analogue, à propos du principe de relativité, plus récent que les autres. La seule différence est qu'il s'agit de l'éther, et non plus des molécules. Beaucoup de physiciens, de mathématiciens, et parmi eux Einstein, Minkowski, etc., se fondent sur le nouveau principe pour rejeter l'hypothèse de l'éther. « Les champs électrique et magnétique qui constituent la lumière n'apparaissent plus comme des états d'un milieu hypothétique, mais comme des réalités individuelles, que les sources lumineuses envoient dans l'espace, au sens de la théorie de l'émission de Newton (1). »

M. Wiechert, au contraire, défend la théorie de l'éther. Il s'efforce de montrer que « les lois de relativité », loin de rendre improbable l'existence d'un milieu dans lequel baignerait la matière, nous obligent à chercher par quel mécanisme caché se produit la con-

---

(1) EINSTEIN, *Phys. Zeitschr.*, X (1909), 849. Cf. N. CAMPBELL, *Phil. Mag.*, XIX (1910), p. 981.

traction de Lorentz, et quels sont les phénomènes réels qui rendent impossible toute vitesse supérieure à celle de la lumière.

Voici comment il pose le problème :

*Lois de relativité données par l'expérience.* — « Pour tout système de référence en mouvement uniforme, on peut définir les unités fondamentales de temps et de longueur (dans les diverses directions) de telle sorte que les diverses directions de l'espace soient équivalentes pour la description des phénomènes, et que les lois de la nature soient les mêmes, à quelque système de référence qu'on les rapporte. En particulier la valeur de la vitesse de la lumière sera indépendante de la direction et du système de référence. On obtient ainsi le groupe de transformations de Lorentz.

C'est là tout ce que donne l'expérience, et tout ce qu'en a tiré H.-A. Lorentz lui-même.

On peut donner de ces lois deux interprétations, l'une absolue, l'autre relative (*bedingtes et unbedingtes Relativitätsprinzip*).

I. *Interprétation relative* (Wiechert). — « Il y a un éther dont les propriétés et les relations avec la matière ont pour conséquence les lois de relativité... qui n'ont qu'une valeur *formelle* et ne sont pas en elles-mêmes une réalité physique. Dans les transformations de Lorentz, des valeurs égales du temps en différents lieux correspondent à une simultanéité réelle et non pas apparente. Quand un système matériel change de vitesse, il subit une *variation réelle* de dimensions ; en même temps la vitesse d'évolution des phénomènes y est changée. »

II. *Interprétation absolue* (que Wiechert attribue à Einstein). — « Les divers systèmes d'unités de temps et de longueurs obtenus par des transformations de Lorentz ont la même valeur, non seulement formellement, mais *physiquement*.

« La notion de simultanéité est purement relative. Il n'existe pas de temps absolu... Dire que les dimensions d'un système matériel varient *réellement* quand on change sa vitesse n'a pas de sens physique, car il n'y a pas d'unité de mesure absolue qui permette de faire la comparaison... »

Il semble que M. Wiechert pousse tout à fait à l'extrême la thèse d'Einstein. Il joue un peu sur le sens des mots réel et physique. Mais ses critiques n'en sont pas moins profondes et intéressantes.

Pour défendre son interprétation (I), il insiste surtout sur les deux faits suivants :

1° La contraction de Lorentz ne peut résulter d'une convention sur la définition du temps. C'est un phénomène réel. Quand la vitesse d'un corps se rapproche de celle de la lumière, il s'aplatit indéfiniment, d'où résulte l'impossibilité d'une vitesse supérieure à celle de la lumière. Cette contraction doit avoir une cause qui doit être cherchée dans les liaisons entre l'éther et la matière ;

2° La vitesse de la lumière est une constante absolue, indépendante du système de référence et de la direction. Il existe donc quelque chose qui est indépendant de la matière, c'est l'éther. Cette idée a été développée très clairement par M. Langevin dans ses conférences à la Société de Chimie-Physique.

Nous ne pouvons que signaler la façon originale dont M. Wiechert déduit la transformation de Lorentz des lois de relativité en ne faisant intervenir l'électrodynamique qu'à la fin des raisonnements, pour montrer qu'une constante, qu'il avait laissée indéterminée, n'est autre que la vitesse de la lumière.

Notons encore une remarque intéressante : d'après le principe de relativité, l'énergie rayonnante enfermée dans une enceinte parfaitement réfléchissante possède une inertie comme la matière. Mais les forces sont appliquées à l'enceinte qui est forcément matérielle. C'est l'ensemble enceinte + rayonnement, c'est-à-dire matière + éther réagissant l'un sur l'autre qui possède de l'inertie. L'énergie rayonnante qui se propage librement ne peut pas subir d'accélération : on ne peut pas dire si elle a une masse.

Ces idées sont discutables, mais devaient être signalées ici.

J. ELSTER et H. GEITEL. — Sur l'effet photoélectrique dans l'infra-rouge. — P.758-761.

Les auteurs utilisent des cellules photoélectriques très sensibles à cathode de potassium coloré dans une atmosphère d'hélium ou d'argon<sup>(1)</sup>. Sous l'influence des radiations infra-rouges le métal coloré émet des électrons. L'effet photoélectrique ainsi produit est facile à mesurer à l'aide d'un galvanomètre. Les mêmes cellules permettent de déterminer la courbe de disparition de la phosphorescence chez certaines substances et, en général, de photométrer des sources très faibles, mais étendues, ou petites, mais intenses.

(1) Voir ce vol., p. 862.



W. v. IGNATOWSKY. — Sur les vitesses supérieures à celle de la lumière, dans la théorie de la relativité. — P. 776-779.

Les vitesses de translations sont nécessairement plus petites que la vitesse de la lumière. Il n'en serait pas de même des vitesses de propagation, d'après M. W. Ignatowsky.

W. v. IGNATOWSKY. — Remarque à mon mémoire. Quelques remarques sur le principe de relativité. — P. 779.

MAX REINGANUM. — Sur la variation du frottement intérieur des gaz de la famille de l'argon avec la température. — P. 779.

Réclamation de priorité.

E. BAUER.

PAUL LUDEWIG. — Amortimètre pour la pratique de la télégraphie sans fil. — P. 763-771.

Le décrement  $\delta_1$  d'un système oscillant est donné par la relation :

$$\delta_1 + \delta_2 = \frac{\pi}{2} \frac{C_2 - C_1}{Cr} \sqrt{\frac{Jef^2}{Jr^2 \cdot ef - J^2ef}}$$

$\delta_2$ , décrement de l'ondemètre supposé négligeable ;  $C_r$ , capacité de l'ondemètre produisant la résonance ;  $Jref$ , le courant correspondant ;  $C_2$  et  $C_1$ , capacités à intercaler dans l'ondemètre pour provoquer le passage dans l'appareil du courant  $Jef$ . Si on s'arrange pour que

$$\frac{Jef^2}{J^2ref} = \frac{1}{2},$$

la formule devient :

$$\delta_1 + \delta_2 = 1,57 \frac{C_2 - C_1}{Cr}.$$

On peut construire en coordonnées polaires des courbes d'égal amortissement en prenant  $C_r$  comme rayon et  $C_2 - C_1$  comme argument.

L'utilisation de ces courbes a permis à l'auteur de réaliser un amortimètre à lecture directe.

Dans l'ondemètre se trouvent intercalés en parallèle deux condensateurs variables par rotation. L'un, gradué de 0 à 180°, sert à provoquer la résonance.

L'autre, gradué de — 90° à 90°, doit être à la position 0 pendant la recherche de la résonance.

C'est sur ce second condensateur qu'on agit pour ramener l'intensité du courant circulant dans l'appareil à une valeur telle que  $2J^{2ef} = J^{2ref}$ . Sur la plaque recouvrant ce condensateur sont tracées les lignes d'égal amortissement et le bras portant l'index de l'appareil est gradué de 0 à 180 et muni d'un curseur. Il suffira donc, après le second réglage, d'amener le curseur sur la graduation du bras égale à la valeur du premier condensateur donnant la résonance et de noter sur quelle courbe d'amortissement vient se placer ce curseur.

R. JOUAUST.

R. BORSTEIN. — Variation diurne de la pression de l'air dans le sol.  
P. 771-776.

Un tube de maillechort vertical dont l'extrémité inférieure, fermée par une toile de même matière, est à 1 mètre au-dessous de la surface du sol, communique par un fin tube de cuivre avec un baromètre à siphon placé dans une cave dont la température n'éprouve que des variations très faibles et très régulières; la surface de mercure, sur laquelle la pression s'exerce est assez large pour que ses déplacements soient insensibles; on enregistre les déplacements du niveau dans la chambre barométrique au moyen d'un flotteur en fer, dont les mouvements sont exactement suivis par un aimant en fer à cheval extérieur au tube, et équilibré à l'extrémité d'un fléau de balance dont l'aiguille est utilisée pour l'inscription. Un marteau de sonnerie peut, à intervalles réguliers, donner de légers chocs au tube, de manière à vaincre l'inertie du ménisque. Les indications de l'appareil sont comparées à celles d'un barographe à poids, les réductions nécessaires étant faites.

Dans le sol il y a comme à la surface une double oscillation diurne, mais le maximum de la matinée est plus fort, celui de la nuit plus faible qu'à la surface. De 7 heures à 17 ou 18 heures, la pression dans le sol est plus grande qu'à la surface; pendant le reste de la journée de 24 heures, elle est plus petite. La température et

l'humidité du sol ne semblent avoir aucune influence sur le phénomène.

P. LUGOL.

---

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE;

T. IX, n<sup>os</sup> 1 et 2; 1911.

J.-W. CEDERBERG. — Sur la tension superficielle des solutions de sels dans l'alcool. — P. 3.

Les mesures de tensions superficielles des solutions de NaBr, NaI,  $\text{KCO}^2\text{CH}^3$  dans l'alcool par la méthode des ascensions capillaires ont montré que la présence de ces sels augmente la tension superficielle. Cette augmentation ne devient proportionnelle à la concentration que pour celles qui atteignent 0,3 0/0 molécule-gramme par litre; pour les concentrations plus faibles, l'augmentation est très rapide.

F. SCHWERS. — La densité et l'indice de réfraction des solutions. Nouvelles contributions à l'étude des solutions. — T. VIII, 1910, p. 630; t. IX, p. 15.  
Densité, polarisation rotatoire magnétique et indice de réfraction des mélanges binaires. — P. 325.

Les formules proposées pour exprimer les valeurs des indices de réfraction ont pour but de masquer les variations dues aux altérations de la densité. L'auteur s'est proposé au contraire de mettre ces variations en évidence et de les comparer.

Si l'on calcule la densité théorique de la solution d'un liquide dans un autre par la formule :

$$D_v = \frac{p_1 + p_2}{\frac{p_1}{d_1} + \frac{p_2}{d_2}}$$

et que l'on recherche le rapport entre la différence de densité observée  $D$  et cette densité  $D_v$ , ce rapport multiplié par 100, donne la contraction en pour cent du volume primitif. Un calcul identique relatif à l'indice de réfraction donnera ce que l'auteur appelle la contraction de l'indice. Enfin le rapport de ces deux quantités  $A$  sera la constante de réfraction.

L'étude de cette constante pour un très grand nombre de solutions, en se servant des résultats fournis par la littérature ou de données expérimentales nouvelles montre que la quantité  $A$  est invariable avec la concentration, avec la longueur d'onde, augmente avec la température, diminue au fur et à mesure qu'on s'élève dans une série (les différents termes de cette série étant dissous dans un même solvant), augmente avec la dilution, s'il y a dissociation électrolytique.

En particulier, les variations de ces contractions avec la température sont toujours représentées par une courbe sinueuse, présentant des points d'inflexion, même pour des solvants autres que l'eau. Les courbes représentant les calories dégagées suivant la température à laquelle est fait le mélange ont la même allure.

Ces variations ne peuvent s'expliquer, ni dans l'hypothèse ordinaire des hydrates définis, ni dans celle des hydrates de M. Jones; elles s'expliqueraient mieux en admettant les phénomènes d'association.

La même méthode a été appliquée à l'étude de la polarisation rotatoire magnétique; elle conduit à la définition d'une constante de rotation  $Z$ , qui, calculée au moyen des données actuellement connues, présente des caractères identiques à ceux de la constante  $A$ , mais en sens inverse. La dissociation électrolytique provoque une augmentation de la polarisation rotatoire magnétique, tandis qu'on avait une diminution de l'indice de réfraction par rapport à la densité supposée constante.

G. TER GAZARIAN. — Sur la densité du gaz hydrogène phosphoré et sur le poids atomique du phosphore. — P. 401.

Réponse aux critiques de MM. Baxter et Jones.

L. GAY. — Sur la notion de solution idéale. — P. 403.

On peut démontrer théoriquement<sup>(1)</sup> la règle de Linaberger Zawidsky,  $p = pN$ ,  $p$  étant la tension de vapeur partielle du mélange liquide,  $p$  la tension de vapeur du constituant pur,  $N$  le nombre de molécules de ce constituant dans une molécule totale du

---

(1) C. R., t. CLI, 754; 1910.

mélange. Une solution idéale est alors celle qui se fait sans variation de volume, ni effet thermique. Cette façon de procéder paraît plus rationnelle que la méthode Wahsburn<sup>(1)</sup>.

E. BRINER et WROCZINSKI. — Réactions chimiques dans les systèmes fortement comprimés. — P. 104.

Deux méthodes ont été employées pour étudier les modifications produites par de très fortes pressions sur les gaz ou les mélanges de gaz. La méthode du tube fermé après avoir été rempli de gaz à la température de l'air liquide, puis ramené à la température ordinaire ou à des températures plus élevées et la méthode du tube laboratoire en relation avec un compresseur. La première méthode a l'avantage de laisser le gaz à l'abri de toute impureté, mais elle ne permet qu'approximativement la mesure des pressions; la seconde permet une mesure exacte des pressions et de ses variations, mais ne peut être employée avec tous les gaz, par suite de leur contact avec le mercure.

Le principe de M. Le Chatelier conduit à ce point de vue à la conséquence que, la compression d'un système favorise la réaction qui est accompagnée d'une diminution de volume. En effet, les gaz NO, CO, C<sup>2</sup>N<sup>2</sup>, C<sup>2</sup>H<sup>2</sup>, ont donné lieu, pour des pressions élevées, à des réactions dégageant de l'énergie; pour NO à la température ordinaire, pour les autres à des températures plus élevées. N<sup>2</sup>O n'a subi aucune modification à 400° sous 100 atmosphères; non plus que le système N<sup>2</sup> + 3H<sup>2</sup> à la température ordinaire et sous 900 à 1.000 atmosphères. Certaines de ces réactions indiquent ainsi que la mesure de constantes critiques devient illusoire, lorsqu'il y a décomposition.

Ces recherches confirment l'hypothèse de M. Duhem qui admet que les faux équilibres sont des états réels et permanents, contrairement à ceux qui supposent une marche constante vers l'équilibre stable, mais avec des vitesses très faibles, dans les conditions ordinaires.

---

(1) *J. Ch. Phys.*, t. VIII, p. 538; 1910.

E.-S. GRUMELL. — Observations comparées entre la vitesse des réactions et la fluidité du milieu. — P. 143.

On a étudié parallèlement les vitesses de réaction de l'inversion du sucre et de la saponification de l'acétate d'éthyle à des températures constantes.

La comparaison directe des résultats n'a donné aucune relation simple, ce qui indique que les variations des vitesses de réaction avec la température ne peuvent s'expliquer par les changements d'une seule propriété physique, telle, par exemple, la viscosité, ou son inverse la fluidité. La forte augmentation de  $K$  avec la température a donc d'autres causes. Il y a cependant une relation entre la diminution du coefficient de température de la constante de vitesse et la variation de viscosité, qui sont liées, comme l'a montré Trautz, aux variations de chaleurs spécifiques.

P. WALDEN. — Sur l'inversion optique des composés organiques. Revue. P. 160.

J.-A. LE BEL. — A propos de l'inversion<sup>4</sup> optique de Walden. Remarque. P. 322.

HARRY-C. JONES. — Sur la position de la théorie des solvates. -- P. 217.

La théorie des ions, telle que l'ont instituée Arrhénius et Van t'Hoff, ne se préoccupe pas des relations entre les ions et le dissolvant. Les travaux de l'auteur à la « Carnegie Institution » ont montré que ces relations sont réelles, même pour les solvants autres que l'eau.

La théorie des solvates, qui résulte de ces travaux admet<sup>(1)</sup> qu'une fraction du dissolvant est combinée au corps dissous (à l'état moléculaire ou dissocié) et que la proportion de ces combinaisons est relativement plus considérable dans les solutions diluées.

Cette théorie complète, plutôt qu'elle ne la contredit, celle des ions en permettant d'expliquer certaines anomalies; en particulier, on conçoit que les solutions diluées, si on se rapporte à leur fabrication, deviennent des solutions concentrées, si on admet que le solvant est

---

(1) *Zeits. f. phys. Chemie*, 1910.

en partie combiné et si on rapporte la concentration à la partie non combinée. La présence des solvates explique un grand nombre de faits de la chimie générale et de la chimie physique, et son domaine s'étend même à beaucoup d'autres branches de la science.

TOR CARLSON. — Sur la vitesse de dissolution dans le système gaz fluide.  
P. 228.

En admettant que la vitesse de dissolution ou de dégagement d'un gaz dans un liquide est proportionnelle à la différence entre la concentration actuelle  $c$  et la concentration de saturation  $S$ , l'on doit avoir :

$$K = \frac{v}{\Delta t} \cdot l_n \frac{S - c_1}{S - c_2},$$

$c_1$  et  $c_2$  étant les deux concentrations observées après un intervalle de temps  $t$ , et  $v$  le volume du liquide ;  $K$ , constante de vitesse, dépend de la surface du liquide en contact avec le gaz et de la pression partielle du gaz ; il est proportionnel à la puissance  $2/3$  du nombre de tours de l'agitateur employé ; il dépend de la température d'une façon conforme à la formule d'Arrhénius :

$$\frac{d \cdot l_n K}{d \cdot K} = \frac{A}{T^2},$$

enfin, pour deux gaz différents, les constantes de vitesse sont proportionnelles aux coefficients de diffusion.

Les expériences ont porté sur O, l'air, l'azote et l'acide carbonique, et les mesures ont été poursuivies soit pendant la dissolution, soit pendant le dégagement. Les constantes de vitesse de dissolution et de dégagement sont à peu près égales (la seconde étant le plus souvent de 3 à 4 0/0 plus élevée).

G. BAUME. — Contribution à l'étude quantitative des mélanges gazeux.  
P. 245.

M. G. Baume a étudié l'installation d'un appareil destiné à l'étude cryoscopique des mélanges gazeux. Il s'agit de mettre en présence à des températures connues des quantités de gaz déterminées et de préciser la température de solidification commençante.

La mesure des quantités de gaz en présence est faite par une méthode volumétrique ; le gaz pur contenu dans un ballon jaugé est condensé dans le tube laboratoire cryoscopique, où on a fait le vide parfait, qui est plongé dans l'air liquide. On peut y introduire plusieurs doses des différents gaz étudiés, en notant chaque fois les conditions de température et de pression initiales qui permettent le calcul du poids des gaz introduits et surtout très exactement le rapport des concentrations.

Les données nécessaires à la détermination des courbes de fusibilité des mélanges gazeux nécessitent la connaissance d'un certain nombre de données physiques, qui ont été réunies sous forme de tableau pour le plus grand nombre de gaz possibles. Poids du litre normal, densité approximative du gaz liquéfié, température de fusion et d'ébullition, tension de vapeur, coefficient d'écart à la loi de Mariotte entre 0 et 1 atmosphère, constantes critiques.

Comme premier exemple d'application de la méthode, on a donné la courbe de fusibilité du mélange  $(\text{CH}_3)_2\text{O}-\text{HCl}$ . La précision des mesures de masses n'est jamais inférieure à 1 0/0 et peut atteindre 1/3000. La mesure des températures de solidification est plus difficile et ne peut être faite à plus de 0°,25 près.

N. BOURNOFF et Ph.-A. GUYE. — Condition de formation du chlorure de nitrosyle à basse température par la réaction de Gay-Lussac. — P. 290.

Le chlorure de nitrosyle formé directement, à basse température, à partir de NO et Cl contient toujours un excès de Cl, quelle que soit la proportion du mélange primitif. La détermination de la courbe de congélation des mélanges formés par le système binaire  $\text{NOCl} + \text{Cl}_2$  a montré un palier incurvé dans le voisinage du point eutectique, c'est l'indice probable d'une combinaison instable déjà très fortement dissociée à — 107°. Cette étude a été conduite au moyen d'un appareil cryoscopique complètement en verre soudé, dont l'agitateur est mû par l'action d'un électro-aimant excité par un courant interrompu par un métronome et agissant sur une masse de fer intérieure noyée dans du verre.

G. ROY.



APPLICATION DE L'ÉVAPORATION A LA MESURE DES COEFFICIENTS DE DIFFUSION;

Par M. P. VAILLANT.

1. Si l'on peut admettre qu'un liquide entretient la saturation dans la couche de gaz en contact avec sa surface libre, le phénomène d'évaporation se ramène à un cas particulier de diffusion, et la quantité de liquide évaporée dans un temps et des circonstances données fournit une mesure indirecte du coefficient de diffusion de la vapeur du liquide.

Imaginons, pour fixer les idées, un tube cylindrique vertical qui à la base contient un liquide volatil, tandis qu'au sommet la vapeur immédiatement absorbée a une tension constamment nulle. Soit  $F$  la tension maxima de la vapeur à la température où l'on opère et supposons l'état de régime établi; si la tension  $f$  dans la couche de gaz en contact avec la surface du liquide diffère de  $F$ , par analogie avec le mouvement de la chaleur à travers une surface de séparation, on peut admettre que la quantité de vapeur qui passe par seconde dans cette couche est  $b(F - f)$ ,  $b$  étant une constante caractéristique de la surface libre. D'autre part la quantité de vapeur qui diffuse dans l'unité de temps est  $af$ ,  $a$  étant une constante proportionnelle au coefficient de diffusion. Chacune des deux quantités précédentes représentant la vitesse d'évaporation  $V$  dans les conditions de l'expérience, on a :

$$V = af = b(F - f) = aF \frac{1}{1 + \frac{a}{b}}.$$

Il est d'ailleurs possible de modifier  $b$  sans changer la valeur de  $a$ . Il suffit de changer la nature du liquide, la vapeur restant la même. Dans des conditions aussi identiques que possible, j'ai fait autrefois<sup>(1)</sup> évaporer une série de solutions aqueuses de natures et de concentrations diverses. En appelant  $F'$  la tension de la vapeur d'eau dans l'atmosphère, on avait dans ce cas :

$$V = a(F - F') \frac{1}{1 + \frac{a}{b}},$$

(1) *C. R.*, CXLVI, p. 903 (1908), et CXLVIII, p. 942 (1909).

*J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I. (Novembre 1911.)

$a$  caractérisant la vapeur d'eau et  $b$  la solution. Or le quotient  $\frac{V}{F - F'}$  a été trouvé le même pour toutes les solutions étudiées aux erreurs d'expérience près. Sa valeur n'est pas modifiée quand  $F$  devient inférieur à  $F'$ , c'est-à-dire quand l'évaporation est remplacée par une condensation. En particulier elle est la même pour l'acide sulfurique, l'acide phosphorique, la glycérine purs <sup>(1)</sup> et pour l'eau pure. Comme  $b$  a évidemment des valeurs différentes pour ces différents liquides, on en déduit que  $b$  et  $a$  sont d'ordres de grandeur différents, le quotient  $\frac{a}{b}$  étant dans tous les cas négligeable devant l'unité à l'ordre d'approximation des mesures. Au même ordre d'approximation par suite  $f$  peut être confondu avec  $F$ .

2. Ce fut Stefan <sup>(2)</sup> qui le premier fit l'observation que la vitesse d'évaporation d'un liquide dépend non seulement de la pression, mais aussi de la nature du gaz qui le surmonte et interpréta le phénomène dans la théorie de la diffusion. Pour justifier ses raisonnements, il entreprit quelques mesures d'évaporation dans un tube étroit et gradué, soit en atmosphère libre, soit dans un courant régulier de gaz amené au-dessus du tube. Il observait les temps que mettait la surface libre à descendre d'une hauteur déterminée dans le tube, temps qui sont caractéristiques de la vitesse de diffusion de la vapeur et qui permettent de calculer son coefficient de diffusion dans les conditions de l'expérience.

La méthode indiquée par Stefan fut appliquée à la plupart des liquides volatils par Winkelmann <sup>(3)</sup>, puis à quelques-uns d'entre eux par Guglielmo <sup>(4)</sup> et plus récemment par Gribojedoff <sup>(5)</sup>.

Le raisonnement qui sert de base à ces déterminations suppose l'état de régime établi. Or, comme nous verrons dans la suite, dès que la surface libre du liquide est un peu éloignée du sommet du tube à évaporation, le régime permanent ne s'établit qu'au bout d'un temps assez long, ce qui expliquerait la remarque faite par Winkel-

<sup>(1)</sup> Au moins dans les premiers instants, car dans la suite intervient la diffusion du liquide absorbé dans le liquide absorbant.

<sup>(2)</sup> STEFAN, *Wien. Ber.*, LXVIII (2), p. 385 (1873); LXXVIII (2), p. 937 (1878); LXXIX (2), p. 161 (1879).

<sup>(3)</sup> WINKELMANN, *Wied. Ann.*, XXII, p. 1 et p. 152 (1884); XXIII, p. 203 (1884); XXVI, p. 105 (1885).

<sup>(4)</sup> GUGLIELMO, *Atti di Torino*, XVIII (1882).

<sup>(5)</sup> GRIBOJEDOFF, *Journ. d. russ. phys. Chem. Ges.*, XXV (2), p. 36 (1893).

mann que le coefficient de diffusion dépend de la position du niveau du liquide dans le tube. En outre la méthode, bien que d'une application commode, suppose connues la tension maxima de la vapeur à la température de l'expérience, la densité du liquide et celle de la vapeur. Or cette dernière n'a pas en général été déterminée directement aux températures peu élevées où se font les mesures d'évaporation. Ce peut être une cause d'erreur importante, particulièrement pour les vapeurs à poids moléculaires constamment variables, comme celles d'acide formique ou d'acide acétique. Enfin de nombreux essais semblent m'avoir montré qu'il n'est guère possible de faire circuler un courant gazeux autour du tube à évaporation sans amener un trouble dans la diffusion à l'intérieur de celui-ci, les quantités évaporées dépendant à la fois de la vitesse du courant et de sa direction par rapport à l'axe du tube.

3. Le mode expérimental que je vais exposer et que je n'ai encore appliqué qu'aux trois alcools les plus volatils ne constitue pas une méthode générale ; il ne convient en effet qu'aux vapeurs absorbables par  $\text{SO}^4\text{H}^2$ , particularité d'ailleurs assez fréquente ; mais outre qu'il ne superpose aucun courant étranger aux courants de diffusion, il a l'avantage de tenir compte de la période variable et de permettre soit la mesure directe du coefficient de diffusion  $k$  si la tension maxima  $F$  est inconnue, soit, dans le cas où cette tension est donnée, la mesure simultanée de  $k$  et de la densité de vapeur  $\delta$ , de laquelle on déduit le poids moléculaire de cette vapeur à la température de l'expérience. Enfin, par l'accord de l'expérience et du calcul, il justifie l'application au cas de la diffusion d'une vapeur dans l'air, des raisonnements de Fourier sur la propagation de la chaleur.

4. En principe la méthode consiste à faire évaporer le liquide au bas d'un tube vertical de dimensions connues, à absorber la vapeur au sommet du tube par  $\text{SO}^4\text{H}^2$  et à déterminer les poids  $Q$  de liquides vaporisés dans des temps  $t$  variables et connus.

Soient  $l$  la longueur du tube,  $x$  la distance d'un de ses points au niveau du liquide,  $f$  la tension de la vapeur au niveau  $x$  et à l'instant  $t$ . Pour chaque valeur de  $t$  et de  $x$ , on a l'équation différentielle (1) :

$$(1) \quad \frac{\partial f}{\partial t} = k \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}$$

---

(1) Cette équation n'est pas tout à fait exacte,  $x$  ne restant pas absolument constant. Mais, avec un tube assez long, l'évaporation est assez lente pour qu'on puisse négliger la variation de  $x$ .

$k$  étant la constante de diffusion dans l'air à la pression atmosphérique du moment.

À l'instant  $t = 0$ , on a d'ailleurs  $f = 0$ , pour toute valeur de  $x$ ; d'autre part, quel que soit  $t$ ,  $f = F$  pour  $x = 0$  et  $f = 0$  pour  $x = l$ . La fonction  $f$  qui satisfait à ces diverses conditions est la suivante :

$$(2) \quad f = F \left\{ \frac{l-x}{l} - \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{1}{n} \sin n \frac{\pi x}{l} \cdot e^{-n^2 k \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 t} \right\}.$$

Mais la quantité  $dQ$  de liquide évaporé dans le temps  $dt$  est, en désignant par  $S$  la section du tube et  $\delta$  le poids spécifique de la vapeur à la température de l'expérience et sous la pression unité,

$$(3) \quad dQ = -kS \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right)_{x=0} dt,$$

c'est-à-dire d'après (2) :

$$(4) \quad dQ = \frac{kS\delta F}{l} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{n=\infty} e^{-n^2 k \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 t} \right\} dt,$$

d'où l'on tire par intégration, en remarquant qu'à l'instant origine la quantité évaporée est nulle,

$$(5) \quad A = \frac{Q}{F} = k\delta \frac{S}{l} t + 2\delta \frac{Sl}{\pi^2} \left\{ \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{1}{n^2} - \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{1}{n^2} e^{-n^2 k \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 t} \right\}.$$

Si  $S$ ,  $l$  et  $F$  sont connus, il suffira de déterminer  $Q$  pour deux valeurs différentes de  $t$  pour avoir  $k$  et  $\delta$ .

5. Pratiquement le tube à évaporation est un tube de laiton AB *fig. 1* de 33 centimètres de long, 4 de diamètre, disposé suivant l'axe d'un récipient cylindrique qui contient 25 litres d'huile formant thermostat. A sa partie inférieure pénètre à frottement doux un vase de laiton C dont la course est limitée par un repère et qui contient un volume déterminé (17 centimètres cubes) du liquide expérimenté. Ce vase est à double fond de façon que l'huile entoure complètement le liquide qu'il contient. Dans certains cas, on l'a remplacé par un vase C' plus haut, qui permet de réduire d'une longueur connue la hauteur du tube à évaporation, en remontant la surface libre du liquide.

A sa partie supérieure, le tube AB s'engage à frottement doux dans une couronne cylindrique en bronze doré D, qui contient de l'acide sulfurique jusqu'à 3/4 de centimètre environ de l'extrémité B. Le vase D est limité supérieurement par un rebord assez large rodé à l'émeri fin et sur lequel repose un couvercle D' également rodé, formant soupape et qui s'entr'ouvre, si l'excès de pression à l'intérieur dépasse 2 millimètres de mercure. Ce couvercle se trouve à 0<sup>cm</sup>,8 environ de l'extrémité du tube.

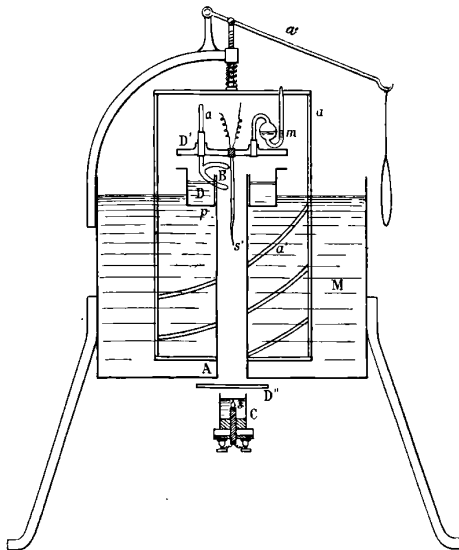


FIG. 1.

La surface soumise à l'évaporation est de 14 centimètres carrés, celle de l'acide 52 centimètres carrés. On s'assure que l'absorption de la vapeur par l'acide est complète à l'aide d'un petit manomètre *m* à boule et à acide sulfurique ajusté dans une monture, qui s'engage à frottement dans une tubulure du couvercle D'. L'absorption est jugée complète lorsque l'augmentation de poids du manomètre pendant l'expérience est nulle ou négligeable (1). En outre le manomètre sert à reconnaître qu'il n'y a pas surpression dans l'appareil du fait de l'évaporation.

(1) En réalité, il y a toujours absorption de vapeur d'eau par la branche du manomètre ouverte dans l'atmosphère. Mais cette branche est très effilée et l'absorption négligeable.

Le couvercle D' est muni d'une seconde tubulure dans laquelle tourne une monture de laiton portant un agitateur semi-circulaire en verre  $a$ , qui plonge de quelques millimètres dans l'acide et sert à en renouveler de temps à autre la surface libre.

Un autre agitateur  $a'$  de grandes dimensions, analogue à celui des thermostats à liquide, plonge dans le bain d'huile.

Le vase C — ou occasionnellement le vase C' — sont pesés avant et après l'expérience, la variation de poids représentant précisément le poids Q de liquide évaporé. Sur la balance, le vase dont le bord supérieur a été soigneusement rodé est recouvert d'une plaque de métal D'' également rodée qui empêche toute évaporation. On fait glisser ce couvercle sur le bord du vase dès que celui-ci émerge du tube AB, et on ne l'enlève qu'au moment précis où de nouveau le vase va être engagé dans le tube. Des mesures directes ont montré que la perte de poids par évaporation pendant les diverses opérations : pesée, transport à la balance et transport inverse, pouvait être négligée.

Dans l'intervalle de deux mesures, le couvercle D' est soulevé, et par le moyen d'une poire en caoutchouc ou d'une trompe, on fait circuler dans le tube à évaporation un rapide courant d'air qui chasse toute trace de vapeur.

6. Cela posé, les formules du paragraphe 4 ont été établies dans l'hypothèse où le tube à évaporation a même section en toutes ses parties. En réalité, la diffusion commencée dans le cylindre AB en contourne le sommet et s'achève dans la couronne D beaucoup plus large. On peut toutefois admettre au degré d'approximation des mesures que l'équation du phénomène est encore de la forme :

$$(6) \quad A = \frac{Q}{F} = k\delta \frac{S}{l_1} t + 2\delta \frac{Sl_2}{\pi^2} \left\{ g - \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{1}{n^2} e^{-n^2 \left(\frac{\pi}{l_3}\right)^2 kt} \right\}$$

$l_1, l_2, l_3$  étant des coefficients qui peuvent être différents, mais qui sont indépendants de  $k, \delta$  et  $F, g$  représentant d'autre part une constante d'intégration qui n'a pas nécessairement la valeur  $\sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{1}{n^2}$ .

De très nombreuses mesures effectuées sur l'alcool éthylique ont donné pour  $g$  la valeur moyenne :

$$g = 1,670 \quad \left( \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{1}{n^2} = 1,634 \right)$$

et d'autre part :

$$\left(\frac{\pi^2}{l_3^2}\right) k \times \delta \frac{Sl_2}{\pi^2} : k\delta \frac{S}{l_4} = \frac{l_1 l_2}{l_3^2} = 0,627^{(1)},$$

relation qui donnera  $l_3$  quand on aura déterminé  $l_1$  et  $l_2$ . Pour effectuer cette détermination, on a fait quelques mesures comparatives en régime permanent  $\left(\sum \frac{1}{n^2} e^{-n^2\left(\frac{\pi}{l_3}\right)^2 kt}$  négligeable) avec les vases C et C' <sup>(2)</sup>. Tandis qu'avec C la distance de la surface libre du liquide au couvercle D' est de 29<sup>cm</sup>,2, elle n'est que de 24<sup>cm</sup>,4 pour C'. Or les mesures, corrigées de la pression et de la température par application de formules que nous indiquerons dans un instant ont donné, en régime permanent :

Pour le vase C. . . . . A = 0,0001289t + 1,670 × 0,2585,  
 Pour le vase C' . . . . . A' = 0,0001528t + 1,670 × 0,2233 <sup>(3)</sup>,

d'où l'on tire en tenant compte de (6) :

$$1289l_1 = 1528(l_1 - 4,8)$$

$$2233l_2 = 2585(l_2 - 4,8)$$

d'où en fin de compte :

$$l_1 = 30,6$$

$$l_2 = 35,2$$

et par suite  $l_3 = 41,4$ .

Si l'on tient compte que S = 13<sup>cm</sup>2,85, la formule (6) peut dès lors s'écrire :

$$(7) A = \frac{Q}{F} = 0,4526k\delta t + 98,79\delta \left\{ 1,670 - \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{1}{n^2} 0,5745^{n^2 k \frac{t}{100}} \right\},$$

formule (7) qui règle la vitesse d'évaporation d'un liquide volatil quelconque dans l'appareil <sup>(4)</sup>.

Cela posé, si F n'est pas donnée, l'étude du régime variable don-

<sup>(1)</sup> La valeur relativement très grande de  $l_3$  tient à ce que entre le tube AB et la couronne D la section offerte au flux présente un étranglement assez prononcé qui gêne la diffusion et retarde l'établissement de l'état de régime.

<sup>(2)</sup> Ces mesures ont porté exclusivement sur C<sup>2</sup>H<sup>5</sup>.OH.

<sup>(3)</sup> On admet que  $g$  n'a pas changé en passant de C à C'. La région où se produisent les perturbations est en effet la même dans les deux cas. Pour la même raison, on admet que  $l_1$  et  $l_2$  sont diminués de la même quantité 4<sup>cm</sup>,8.

<sup>(4)</sup> Dans cette formule, Q est exprimé en milligrammes et F en millimètres de mercure, le temps  $t$  est d'autre part exprimé en secondes.

nera la valeur de l'exposant  $\frac{kt}{100}$  et, par suite, celle de  $k$ ; si  $F$  est connue, l'étude du régime permanent fournira séparément les valeurs de  $\delta$  et de  $k\delta$ , d'où l'on conclura en même temps que  $k$  le poids moléculaire par la formule :

$$(8) \quad \delta = \frac{1}{760} \times \frac{273}{T} \times 1,293 \times 0,0346M \quad \text{ou} \quad M = 62,2\delta T.$$

7. Comme  $k$  est inversement proportionnel à la pression du mélange gazeux où se produit la diffusion, il est nécessaire de ramener toutes les mesures à une même valeur de cette pression, 760 millimètres par exemple. A cet effet, après avoir noté dans chaque expérience la hauteur barométrique moyenne  $760 - \Delta h$ , on choisit parmi les valeurs de  $A$  celles qui correspondent aux  $\Delta h$  les plus petits (2 à 3 millimètres); à l'aide de ces valeurs on détermine, de façon approchée les quantités :

$$(9) \quad \begin{cases} a = 0,4526k\delta \\ b = 98,79\delta \\ c = 0,5743\frac{k}{100} \end{cases}$$

et pour chaque valeur de  $t$ , on calcule l'expression :

$$(10) \quad \alpha = \frac{t}{760} \left\{ bLec \sum_{n=1}^{n=\infty} c^{n^2t} - a \right\}.$$

De (7) il résulte que la correction de pression est donnée par :

$$A_{760} = A_{760 - \Delta h} + \alpha \Delta h$$

avec une approximation suffisante tant que  $\Delta h$  ne dépasse pas 20 millimètres.

8.  $k$ ,  $\delta$  et  $F$  étant trois fonctions de la température, celle-ci demande à être déterminée avec précision.  $F$  est d'ailleurs liée à la température  $t_1$  du liquide,  $\delta$  et  $k$  au contraire à la température  $t_2$  du mélange de gaz et de vapeur qui surmonte ce liquide. Dans les expériences de courte durée, la différence entre  $t_1$  et  $t_2$  peut être assez grande pour qu'il y ait lieu d'en tenir compte. A cet effet, dans une ouverture du couvercle  $D'$  que ferme un bouchon de fibre passent un fil de cuivre et un fil de maillechort, soudés au voisinage du milieu du tube  $AB$ . Deux autres fils identiques traversent par des garnitures de fibre et d'ébonite le fond du vase  $C$  et viennent se souder à l'intérieur même



du liquide au voisinage de la surface libre. Un commutateur permet de mettre successivement ces deux soudures en opposition, par l'intermédiaire d'un galvanomètre sensible, avec une troisième soudure en contact avec le réservoir d'un thermomètre à mercure au dixième qui plonge dans le bain d'huile près du tube AB. Les lectures à l'échelle du galvanomètre donnent les différences  $\Delta t_1$ ,  $\Delta t_2$  entre les températures  $t_1$  et  $t_2$  et la température lue au thermomètre. Les diverses lectures se font facilement à  $\frac{1}{50}$  de degré. Les différences  $\Delta t_1$ ,  $\Delta t_2$  n'excèdent pas au surplus, dans les conditions les plus mauvaises, 4 ou 5 unités de cet ordre.

Dans les expériences de courte durée, la détermination des températures se fait une seule fois, au milieu de l'expérience; elle se fait deux fois, au début et à la fin, dans les expériences dont la durée dépasse une demi-heure. L'écart entre les températures initiale et finale, même dans les expériences les plus longues, est d'ailleurs au plus de 2 à 3 dixièmes de degré.

Cela posé, soit  $p$  la puissance de la température absolue à laquelle  $k$  est proportionnel; suivant les hypothèses cinétiques que l'on adopte,  $p$  est égal à 2,  $\frac{3}{2}$  ou 1. Quant à  $\delta$ , on sait qu'il est proportionnel à  $T^{-1}$ .

Pour rendre les mesures comparables, on les ramène toutes à une même température absolue  $T_0$ . On commence par déterminer des valeurs approchées de  $a$ ,  $b$ ,  $c$  en utilisant des mesures faites à des températures aussi voisines que possible de  $T_0$  (1 à 2 dixièmes de degré au maximum). Puis on calcule pour chaque valeur de la durée  $t$  l'expression :

$$(11) \quad \beta = \frac{1}{T_0} \left\{ A_{T_0} - tp \left( a - bL_{.c} \left\{ ct + c^{2t} + c^{3t} + \dots \right\} \right) \right\},$$

et on détermine les corrections correspondant à la température  $T_0 + \Delta T$  par la formule :

$$A_{T_0} = A_{T_0 + \Delta T} + \beta \Delta T,$$

formule qu'on déduit de (7) et qui donne une correction suffisante tant que  $\Delta T$  ne dépasse pas une dizaine de degrés.

9. A titre d'exemple nous allons faire l'application des formules qui précèdent à l'alcool éthylique. C'est d'ailleurs l'alcool pour

lequel les déterminations expérimentales sont les plus nombreuses (une centaine environ).

Ces déterminations se divisent en séries dont chacune correspond à des valeurs à peu près fixes de la température et de la pression ; par exemple, une série comprend vingt-cinq déterminations de durées comprises entre cinq minutes et six heures, avec des températures oscillant entre  $14^{\circ},32$  et  $14^{\circ},63$  et des pressions allant de 737 à 742 millimètres ; une autre contient quinze déterminations entre  $11^{\circ},02$  et  $11^{\circ},30$ , 730 et 739 millimètres, etc. En dehors de ces séries, trois expériences isolées : une de dix heures, une de quinze et une troisième de dix-huit heures.

Dans la même série, on a ordinairement plusieurs expériences de même durée, qui permettent de se rendre compte immédiatement du degré d'approximation obtenu.

Ainsi la série à  $11^{\circ},3$  comporte quatre déterminations de quinze minutes avec respectivement :

Poids évaporés ...	10,3	10,5	10,0	10,1 mgs
Températures ....	$11^{\circ},30$	$11^{\circ},30$	$11^{\circ},02$	$11^{\circ},02$
Pressions .....	730	730	739	738

Une série de vingt-cinq expériences faites au voisinage de  $9^{\circ},50$  comprend six mesures de soixante minutes, pour lesquelles on a :

Poids évaporés...	24,0	20,6	20,9	20,4	20,7	20,9
Températures....	$9^{\circ},50$	$9^{\circ},50$	$9^{\circ},51$	$9^{\circ},45$	$9^{\circ},48$	$9^{\circ},54$
Pressions.....	755	756	755	748	748	748

La même série contient trois mesures de six heures avec :

Poids évaporés .....		76,1	75,7	75,5
Températures	{ initiales....	$9^{\circ},58$	$9^{\circ},60$	$9^{\circ},52$
	{ finales.....	$9^{\circ},60$	$9^{\circ},60$	$9^{\circ},55$
Pressions	{ initiales....	759	757	755
	{ finales.....	757	757	754

Pour conserver à  $\Delta T$  un signe constant, on a pris pour  $T_0$  la température la plus basse de l'ensemble des mesures :

$$273 + 9,5 = 282,5.$$

En ne considérant que les observations faites au voisinage de cette température  $T_0$ , on calcule pour  $a$ ,  $b$ ,  $c$  une première série de valeurs qu'on utilise à la détermination des coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  ; à l'aide des coefficients ainsi déterminés, on ramène toutes les mesures à ce

qu'elles seraient à  $T_0$  et à 760 et de l'ensemble des mesures corrigées on déduit une nouvelle série de valeurs de  $a, b, c$  plus probable que la première. Exemple : pour  $a$ , première valeur  $13,0 \times 10^{-5}$ , puis valeur plus approchée  $12,89 \times 10^{-5}$ .

10. La correction de température suppose la connaissance de  $p$  ; Si  $p = 1$ ,  $\beta$  positif tend vers une valeur constante pour  $t$  croissant ; si  $p = \frac{3}{2}$ ,  $\beta$  de positif devient négatif en passant par un maximum ; enfin si  $p = 2$ ,  $\beta$  négatif croît constamment en valeur absolue avec  $t$ . C'est ainsi qu'on a :

$t$ (heures)	$\beta \times 10^{+5}$		
	$p = 1$	$p = \frac{3}{2}$	$p = 2$
$\frac{1}{12}$	37	17	— 3
$\frac{1}{2}$	87	29	— 30
1	120	27	— 67
2	146	— 21	— 188
6	152	— 341	— 834

Pour déterminer la valeur de  $p$  la plus probable, on peut chercher celle qui donne le maximum de concordance aux mesures de même durée, lorsqu'on les ramène à  $T_0$ . Comme l'écart  $\Delta T$  n'a guère dépassé  $9^\circ$ , ce mode de comparaison n'a d'ailleurs de signification que pour les expériences assez longues.

Par exemple on a fait huit observations de trois heures, dont trois au voisinage de  $9^\circ,5$  donnent comme moyenne :

$$A_{T_0.760} = 1,825.$$

Des cinq autres, l'une a été faite à  $18^\circ,7$ , deux au voisinage de  $14^\circ,5$ , deux au voisinage de  $11^\circ$ . Suivant que l'on adopte  $p = 1$ ,  $p = \frac{3}{2}$  ou  $p = 2$ , ces cinq mesures donnent pour  $A_{T_0.760}$  moyen :

$$1,849 \quad 1,839 \quad 1,818.$$

De quatre expériences de six heures, trois au voisinage de  $T_0$  donnent  $A_{T_0.760} = 3,224$ ; la quatrième faite à  $14^\circ,5$  et ramenée à  $T_0$  donne suivant la valeur de  $p$  adoptée :

$$3,250 \quad 3,225 \quad 3,200.$$

Il semble que la valeur de  $p$  soit comprise entre  $\frac{3}{2}$  et 2. C'est d'ailleurs la conclusion à laquelle étaient arrivés von Obermayer (1)

(1) VON OBERMAYER, *Wien. Ber.*, LXXXVII (2), p. 188 (1883); XCVI (2), p. 546 (1887).

et Winkelmann <sup>(1)</sup> dans leurs expériences sur la diffusion de l'anhydride carbonique et celle de la vapeur d'eau.

C'est également la conclusion à laquelle conduit l'examen des trois expériences isolées à longue durée : dix heures, quinze heures, dix-huit heures. Les éléments de ces expériences sont rassemblés dans le tableau suivant :

<i>t</i> (heures)	10	15	18
T moyen	9°,52	18°,07	17° 49
H —	751	746	745
A observé	5,126	7,754	9,073
A <sub>T,760</sub>	5,071	7,626	8,908
A <sub>T<sub>0</sub>,760</sub>	$\left. \begin{array}{l} p = 1 \\ p = \frac{3}{2} \\ p = 2 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{''} \\ \text{''} \\ \text{''} \end{array}$	7,639	8,920
		7,534	8,802
		7,395	8,684
A <sub>T<sub>0</sub>,760</sub> calculé	5,072	7,392	8,784

La dernière ligne contient les valeurs de A<sub>T<sub>0</sub>,760</sub> calculées d'après la formule qu'on déduit de l'ensemble des expériences à courte durée.

11. Cette formule est la suivante :

$$(12) A_{9,5,760} = \frac{Q}{F} = 0,0001289t + 0,2585 \left\{ 1,670 - \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{1}{n^2} 0,8345 \frac{n^2 t}{300} \right\}$$

où  $\varphi$  est exprimé en milligrammes, F en millimètres de mercure, *t* en secondes. Si pour chaque valeur de *t* on compare la valeur de A donnée par (12) à la moyenne de celles trouvées expérimentalement, on a le tableau <sup>(2)</sup> :

$\frac{t}{300}$	Nombre d'observations	A moyen	A calculé
1	15	0,239	0,218
2	13	0,322	0,313
3	14	0,393	0,390
4	2	0,454	0,457
6	10	0,575	0,576
9	6	0,720	0,729
12	13	0,875	0,866
18	5	1,113	1,118
24	4	1,340	1,356
36	8	1,818	1,823
48	2	2,302	2,288
60	2	2,759	2,752
72	4	3,218	3,216

<sup>(1)</sup> WINKELMANN, *Ann. d. Phys.*, VI, p. 104 (1901).

<sup>(2)</sup> Les A moyens ont été calculés dans l'hypothèse  $p = 2$ .

A part les expériences à très courte durée, les écarts ne dépassent pas le centième. L'importance de l'écart pour les expériences courtes tient vraisemblablement à ce que la série :

$$\sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{1}{n^2} e^{-n^2 k \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 t},$$

qui intervient dans le cas d'un vase à évaporation rigoureusement cylindrique a ses coefficients légèrement modifiés par suite des perturbations au sommet. Ces perturbations ne se manifestent d'ailleurs que dans les expériences courtes, parce que, lorsque  $t$  a dépassé une certaine limite, le premier terme de la série est le seul dont il faille tenir compte.

Si par application des formules (8) et (9), on déduit de (12) la valeur de  $k$ , coefficient de diffusion, et celle du poids moléculaire  $M$ , on trouve :

$$k = 0,1088, \\ M = 45,98.$$

Les deux valeurs de  $k$  déduites du terme exponentiel et du terme en  $t$  sont nécessairement égales, puisque c'est en partant de cette égalité qu'on a calculé le rapport  $\frac{l_1 l_2}{l_3^2}$  (valeurs de Winkelmann : 0,0994 à 0°, 0,1372 à 40°, 4; valeur déduite à 9°, 5 : 0,1065). Quant au poids moléculaire  $M$ , il a la valeur théorique, d'où l'on conclut qu'il n'y a pas polymérisation des molécules d'alcool aux températures expérimentées.

12. Les seuls alcools étudiés jusqu'ici sont  $\text{CH}^3\text{OH}$ ,  $\text{C}^2\text{H}^5\text{OH}$  et  $\text{C}^3\text{H}^7\text{OH}$ . Relativement à ce dernier, les mesures ont d'ailleurs exclusivement porté sur le régime permanent.

Les tensions maxima étaient calculées par interpolation d'après le tableau de Bunsen en dixièmes de degré<sup>(1)</sup> pour  $\text{C}^2\text{H}^5\text{OH}$  et pour les deux autres alcools d'après les formules empiriques :

$$\begin{aligned} (13) \quad F_t &= 26,82 + 1,823t + 0,0382t^2 + 0,001265t^3, \\ (14) \quad F_t &= 3,49 + 0,298t + 0,0051t^2 + 0,00041t^3. \end{aligned}$$

La première, relative à  $\text{CH}^3\text{OH}$ , concorde à 0°, 10°, 20°, 30° avec les

(1) Tables de Landolt-Börnstein, p. 136.

chiffres de Regnault<sup>(1)</sup>; à 40°, elle donne 241,82 au lieu de 243,51 observé, et à — 10°, 11,15 au lieu de 13,47. La formule (14) concorde avec le tableau de Ramsay et Young<sup>(2)</sup> à 0°, 10°, 20°, 30°; à 40°, elle donne 49,81 au lieu de 51,12. On peut admettre qu'entre 9 et 20°, limites de leur emploi, ces formules n'ont introduit que des erreurs inférieures aux erreurs de mesure.

En ce qui concerne CH<sup>3</sup>OH, les mesures ont été, comme pour C<sup>2</sup>H<sup>5</sup>,OH, ramenées à 760 millimètres et à 9°,5 C. (T<sub>0</sub> = 282,5). Pour C<sup>3</sup>H<sup>7</sup>OH, on a pris comme température de comparaison 14° C. (T<sub>0</sub> = 287).

Les résultats sont rassemblés dans les tableaux<sup>(3)</sup> :

CH <sub>3</sub> OH				C <sub>3</sub> H <sub>7</sub> OH			
$\frac{t}{300}$	Nombre d'observations	A moyens	A calculés	$\frac{t}{3600}$	Nombre d'observations	A moyens	A calculés
1	7	0,202	0,177	4	1	2,547	2,533
2	7	0,277	0,257	5	2	3,049	3,046
3	14	0,328	0,321	6	2	3,531	3,539
4	6	0,375	0,377	12	2	6,542	6,496
6	9	0,481	0,475	20	1	10,407	10,438
9	4	0,609	0,604				
12	7	0,713	0,722				
18	1	0,933	0,944				
24	10	1,159	1,160				
36	6	1,591	1,590				
48	5	2,021	2,019				
60	2	2,447	2,449				
72	2	2,873	2,878				
216	1	8,031	8,032				

Dans ces tableaux, les « A calculés » représentent ceux qu'on tire des formules :

$$(15) \text{ CH}_3\text{OH} : A_{9,5.760} = 0,0001193t + 0,1805 \left\{ 1,670 - \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{1}{n^2} 0,7802 n^2 \frac{t}{300} \right\}$$

$$(16) \text{ C}_3\text{H}_7\text{OH} : A_{14.760} = 0,0001369t + 0,3486 \times 1,670$$

cette dernière s'appliquant exclusivement au régime permanent.

Sauf pour les expériences de très courte durée et vraisemblablement pour la raison déjà donnée plus haut, les écarts entre les A mesurés et les A calculés ne dépassent guère le centième.

(1) et (2) Tables de Landolt-Börnstein, p. 139.

(3) Les corrections ont été faites dans l'hypothèse  $p = 2$ .

Si des formules (8), (9), (15) et (16) on tire les valeurs de  $k$  et de  $M$  relatives aux deux alcools expérimentés, on trouve :

CH <sup>3</sup> OH	}	$k$ (déduit du terme exponentiel).....	0,1493
		$k$ (déduit du terme en $t$ ).....	0,1442
		$k$ (à 9°,5 déduit des chiffres de Winkelmann).....	0,1419
		$M$ .....	32,11
C <sup>3</sup> H <sup>7</sup> OH	}	$k$ .....	0,0857
		$k$ (à 14° d'après Winkelmann).....	0,0887
		$M$ .....	62,99

Les deux valeurs de  $k$  calculées pour CH<sup>3</sup>OH sont assez différentes ; la seconde, toujours pour la raison signalée à propos des expériences à courte durée, est certainement plus probable que la première ; elle est d'ailleurs voisine de celle qu'on déduit par interpolation des mesures de Winkelmann.

En ce qui concerne C<sup>3</sup>H<sup>7</sup>OH, la valeur obtenue est notablement plus faible que celle de Winkelmann ; par contre, le poids moléculaire  $M$  trouvé est nettement supérieur au poids théorique 60, et semble indiquer un commencement de polymérisation. Cette polymérisation suffirait à expliquer l'écart des deux valeurs de  $k$  ; si on fait en effet  $M = 60$  dans l'expression de  $k$  déduite de (16), on en conclut  $k = 0,0899$ , qui est suffisamment voisin du nombre de Winkelmann.

#### SUR LES PHÉNOMÈNES PRÉSENTÉS PAR LES GRAINS D'AMIDON EN LUMIÈRE POLARISÉE ;

Par M. A. BOUTARIC.

1. Un grain d'amidon, un cristallin de poisson, examinés au microscope, entre un analyseur et un polariseur croisés, donnent une croix noire. Le phénomène est connu depuis longtemps, mais l'explication qu'on en donne n'est pas toujours satisfaisante.

D'après quelques traités <sup>(1)</sup>, on obtiendrait ainsi la croix noire des uniaxes. Les uniaxes donnent bien une croix noire en lumière convergente ; mais, quand on examine un grain d'amidon au microscope, dans les conditions indiquées, on est en lumière parallèle, et un uniaxe ne devrait pas donner de croix noire.

(1) MASCART, *Traité d'optique*, t II, p. 238.

Mascart cite des observations de Brewster (1). Brewster, examinant divers cristallins en lumière polarisée, aperçut une croix entourée de quelques anneaux, ce qui est bien l'apparence d'un uniaxe en lumière convergente. Mais ces cristallins étaient des cristallins de baleine, de bœuf, de mouton, etc., c'est-à-dire des cristallins de grandes dimensions et l'observation pouvait être faite en lumière convergente. Or, un calcul de Wiener, des expériences de Braun, établissent qu'un corps à structure lamellaire, examiné perpendiculairement au plan de ces lamelles, se comporte comme un uniaxe taillé perpendiculairement à l'axe. On sait d'autre part qu'un cristallin est formé de couches concentriques : sur une certaine partie de sa surface, un gros cristallin agit comme une pile de lamelles, d'où l'observation de Brewster.

Mais, pour un corps de dimensions microscopiques, cristallin de poisson, grain d'amidon, l'assimilation précédente n'est plus légitime. D'ailleurs, les microscopes à lumière convergente sont trop peu grossissants pour permettre l'observation ; on opère toujours en lumière parallèle.

2. Les phénomènes présentés sont alors les suivants : Un grain d'amidon de forme sphérique donne une croix noire dont les bras sont parallèles aux sections principales de l'analyseur et du polariseur. Si le grain est ovoïde, on aperçoit encore une croix régulière quand les axes de symétrie du grain sont parallèles aux sections principales de l'analyseur et du polariseur ; quand le grain est orienté d'une façon quelconque, on n'a plus à proprement parler une croix, mais deux lignes noires qui se coupent à angle droit ; si l'on fait tourner la préparation, les lignes se déforment, mais présentent toujours à leur naissance deux petites portions rectangulaires dirigées parallèlement aux sections principales de l'analyseur et du polariseur (*fig. 1*).

Si l'on intercale une lame quart d'onde, orientée à 45° du polariseur, la lumière est rétablie sur la croix quelle que soit la position de l'analyseur. Avec une lame de quartz teinte sensible, parallèle à l'axe, dans deux des quadrants opposés par le sommet que détermine la croix, on obtient une teinte rougeâtre d'un ordre d'autant plus élevé dans l'échelle des teintes qu'on se rapproche du centre ;

(1) BREWSTER, *Ann. de Chimie et de Physique*, 2<sup>e</sup> série, t. IV, p. 431 (1817).



dans les deux autres quadrants, on a une teinte verte, d'un ordre d'autant plus élevé, au contraire, qu'on se rapproche des bords.



FIG. 1.

3. De simples considérations sur la symétrie des milieux permettent d'expliquer ces phénomènes. Un grain d'amidon, un cristallin, sont formés de couches concentriques; d'où, sans doute, l'existence de tensions dues à ces couches. Si le grain est sphérique, on peut admettre que ces tensions sont égales suivant tous les diamètres. Sans aucune hypothèse, la constitution du grain d'amidon, du cristallin, indiquent que tous les diamètres doivent jouer le même rôle dans la symétrie du milieu.

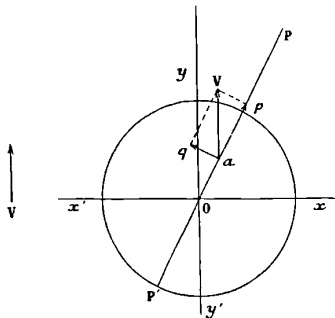


FIG. 2.

Considérons une section du grain perpendiculaire aux rayons incidents; soit V, la direction de la vibration dans ce plan (fig.2). Pour les rayons qui traversent le grain le long du diamètre  $yOy'$  parallèle à la vibration incidente V, par raison de symétrie, la vibration garde à la sortie la même direction; elle prend seulement un certain retard  $\delta$  proportionnel à l'épaisseur, et qui va par suite en décroissant du centre vers les bords du grain. De même, pour les rayons qui traversent le grain le long du diamètre  $xOx'$  perpendicu-

laire à V : la vibration garde à la sortie sa direction incidente et prend un certain retard  $\delta'$ , différent de  $\delta$ , mais proportionnel encore à l'épaisseur. Considérons maintenant les rayons qui traversent un diamètre quelconque POP' ; en un point  $a$  de ce diamètre, la vibration incidente peut être décomposée en deux autres : l'une  $ap$ , parallèle au diamètre, prend en traversant le grain le retard  $\delta$  que l'on vient de définir ; l'autre  $aq$ , perpendiculaire au diamètre, prend le retard  $\delta'$ . Les deux composantes présentent entre elles un retard  $\delta - \delta'$  proportionnel à l'épaisseur traversée et, à la sortie, donnent de la lumière polarisée elliptiquement.

Quand on ajoute un quart d'onde, orienté à  $45^\circ$  du polariseur, les rayons deviennent polarisés circulairement le long des deux bras de la croix ; et la lumière est rétablie sur la croix quelle que soit la position de l'analyseur. Voyons maintenant ce qui doit se produire si l'on intercale une lame cristalline, taillée parallèlement à l'axe et orientée d'une façon quelconque, dans un plan perpendiculaire aux rayons. Soit OA, la direction de l'axe : toute vibration parallèle à OA prend, en traversant la lame, un certain retard  $d$  sur la vibration perpendiculaire. A la sortie du grain, suivant le diamètre parallèle à OA, les retards des deux composantes auront pour expression :

$$d + \delta, \text{ pour la vibration parallèle à l'axe ;} \\ \delta', \quad \quad \quad \text{—} \quad \quad \quad \text{perpendiculaire.}$$

Suivant le diamètre perpendiculaire à OA, les retards seront :

$d + \delta'$  pour la vibration parallèle à l'axe (et cette fois perpendiculaire au diamètre) ;  
 $\delta$  pour la vibration perpendiculaire à l'axe (et parallèle au diamètre).

Les retards relatifs sont donc, respectivement :

$$d + \delta - \delta' \quad \quad \text{et} \quad \quad d + \delta' - \delta.$$

Le retard imprimé par le grain d'amidon,  $\delta - \delta'$ , s'ajoute à celui de la lame cristalline le long du diamètre parallèle à OA, et s'en retranche le long du diamètre perpendiculaire.

D'où l'explication du phénomène observé avec la lame de quartz teinte sensible.

4. La théorie précédente revient à supposer qu'en chaque point, le diamètre correspondant joue le rôle d'axe optique. On a donc un

milieu où la direction de l'axe varie aux divers points. L'expression de l'intensité lumineuse, donnée par la théorie de la polarisation chromatique, l'analyseur et le polariseur étant croisés, est :

$$I = \sin^2 2\varphi \Sigma \sin^2 \frac{\pi\delta}{\lambda},$$

$\varphi$  étant l'angle formé par la direction de l'axe optique au point considéré avec la section principale du polariseur, et  $\delta$  le retard pour une radiation  $\lambda$  des deux composantes, parallèle et perpendiculaire à l'axe.

Pour les points situés sur un même cercle, ayant son centre au centre du grain, on peut admettre que  $\delta$  a la même valeur ; mais l'angle  $\varphi$ , formé par le diamètre passant par les divers points avec la section principale du polariseur, varie d'une manière continue ; l'intensité est nulle pour  $\varphi = 0$  et  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  et très faible au voisinage de ces directions ; elle est maxima pour  $\varphi = \frac{\pi}{4}$ , à 45° des sections principales de l'analyseur et du polariseur.

Pour les points disposés le long d'un même diamètre, l'axe a la même direction,  $\varphi$  est une constante. Mais  $\delta$  augmente avec l'épaisseur, et la teinte observée s'élève dans l'échelle des teintes à mesure que l'on se rapproche de la partie centrale du grain.

Certains minéraux, les sphérolithes, présentent des phénomènes absolument identiques à ceux que donnent les grains d'amidon. Je les ai observés sur une opale ; le champ du microscope, en lumière polarisée, est couvert de croix noires, ayant toutes la même orientation et donnant avec un quart d'onde ou une lame sensible les apparences signalées. Il semble que l'on doive rattacher ces phénomènes à une théorie analogue et admettre que l'axe optique prend toutes les directions autour du centre du grain : ce qui s'accorde avec l'hypothèse que les sphérolithes seraient constitués par une association de petits cristaux régulièrement disposés autour d'un centre.

Pour les grains ayant une forme quelconque, non sphérique, les considérations précédentes ne sont plus applicables, en toute rigueur. On peut essayer de les généraliser. Menons les diverses sections du grain, parallèles au plan de polarisation et perpendiculaires à ce plan. Sur chacune des courbes obtenues, il existe des points où la tangente est, soit parallèle, soit perpendiculaire à la vibration inci-

dente. Pour tous les points ainsi privilégiés on peut admettre que la vibration passe inaltérée. On voit bien alors qu'au centre, les deux portions de ligne noire doivent être parallèles aux sections principales de l'analyseur et du polariseur; et l'on rend compte, en gros, de la forme générale de ces lignes.

**CONSTRUCTION DES RAYONS MARGINAUX DANS LES SYSTÈMES CENTRÉS APLANÉTIQUES ;**

Par M. FOIX.

Etant donnés (fig. 1) deux plans conjugués AP et A'P' d'un système optique centré, tels qu'il y ait rigoureusement aplanétisme pour chacun de leurs couples de points correspondants et un rayon incident AB dont l'angle avec l'axe principal du système peut être aussi grand que l'on veut, proposons-nous de construire le rayon émergent B'A' qui correspond à AB.

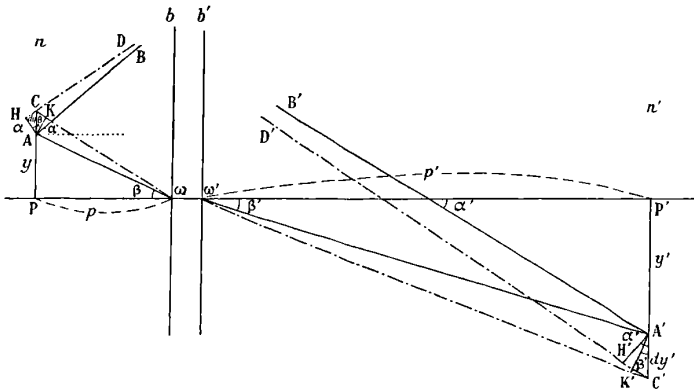


FIG. 1.

Soient PP' l'axe principal, et ωb et ω'b' les plans principaux du système. Nous ne donnerons la construction que dans le cas où la longueur AP est assez petite pour n'être vue de ω que sous un petit angle. Il est d'ailleurs à remarquer que pratiquement il n'y a jamais aplanétisme que sous cette condition.

Il en résulte que le conjugué A' du point A peut être obtenu en

appliquant les règles ordinaires de construction. En effet, parmi tous les rayons qui vont de A en A', ceux dont les trajets sont voisins de l'axe principal suivent les règles en question. En particulier A $\omega$  émerge suivant  $\omega'A'$  et les petits angles  $\beta$  et  $\beta'$  de ces rayons avec l'axe principal satisfont toujours à la relation de Lagrange, qui est ici :

$$(1) \quad n \cdot \beta = n' \cdot \beta'$$

$n$  et  $n'$  étant les indices des milieux extrêmes et le rapport de l'image à l'objet étant l'unité dans les plans principaux.

Pour simplifier la figure, nous n'indiquerons pas la construction du point A'. Quant à celle du rayon A'B', elle résultera d'une relation qu'il nous faut d'abord démontrer.

Nous supposons donc le problème résolu et soient AB $\omega$  et A'B' $\omega'$  des faisceaux incident et émergent qui se correspondent. Puisqu'il y a aplanétisme en A et A', les trajets optiques AB ... B'A' et A $\omega$  ...  $\omega'A'$  sont égaux. Ce que nous écrivons :

$$(2) \quad AB \dots B'A' = A\omega \dots \omega'A'.$$

Considérons deux autres points conjugués C et C' infiniment voisins de A et A', toujours situés dans les plans AP et A'P' et pour lesquels il y a par conséquent encore aplanétisme. Les faisceaux CD $\omega$  et C'D' $\omega'$  qui se correspondent nous donnent pareillement :

$$(3) \quad CD \dots D'C' = C\omega \dots \omega'C'.$$

Du point A, abaissons des perpendiculaires AH et AK respectivement sur CD et sur C $\omega$ .

Du point A' abaissons de même A'H' et A'K' perpendiculaires à C'D' et C' $\omega'$ .

Si nous supposons les directions de AB et de CD infiniment voisines, nous pouvons considérer HA comme une onde incidente qui finalement se transforme après réfraction en l'onde A'H'. Le trajet optique de H en H' est donc égal à celui de A en A'. Ce que nous écrivons :

$$(4) \quad HD \dots D'H' = AB \dots B'A'.$$

Nous aurons de même :

$$(5) \quad K\omega \dots \omega'K' = A\omega \dots \omega'A'.$$

D'après la relation (2) les seconds membres de (4) et (5) sont égaux. On en tire :

$$(6) \quad HD \dots D'H' = K\omega \dots \omega'K'.$$

Mais les trajets optiques de C ou C' peuvent encore s'écrire :

$$CD \dots D'C' = HD \dots D'H' - n \times \overline{HC} + n' \times \overline{H'C'}$$

et

$$C\omega \dots \omega'C' = n \times \overline{CK} + K\omega \dots \omega'K' + n' \times \overline{K'C'}.$$

Retranchons ces deux égalités membre à membre et tenons compte de (3) et (6), il vient :

$$-n \cdot (\overline{HC} + \overline{CK}) + n' (\overline{H'C'} - \overline{K'C'}) = 0.$$

Posons  $AP = y$ ,  $A'P' = y'$ ,  $AC = dy$ ,  $A'C' = dy'$ , et désignons par  $\alpha$  et  $\alpha'$  les angles de AB et B'A' avec l'axe principal, la relation précédente peut s'écrire, en remarquant que  $HC = dy \sin \alpha$ ,  $H'C' = dy' \sin \alpha'$ , etc :

$$(7) \quad ndy (\sin \alpha + \sin \beta) = n'dy' (\sin \alpha' - \sin \beta'),$$

relation qui se réduit à celle de Lagrange-Helmholtz lorsque  $\beta = \beta' = 0$ , c'est-à-dire lorsque A et A' sont en P et P' sur l'axe principal, cette dernière se réduisant d'ailleurs à celle de Lagrange lorsque  $\alpha$  et  $\alpha'$  sont petits.

Avec les mêmes notations et en posant  $P\omega = p$  et  $P'\omega' = p'$ , la relation (4) devient :

$$\frac{n \cdot y}{p} = \frac{n' \cdot y'}{p'};$$

différentions enfin dans cette dernière  $y$  et  $y'$ , nous avons :

$$\frac{n \cdot dy}{p} = \frac{n' \cdot dy'}{p'},$$

et (7) peut s'écrire :

$$(7') \quad p (\sin \alpha + \sin \beta) = p' (\sin \alpha' - \sin \beta').$$

Si maintenant nous confondons les sinus et les tangentes des petits angles  $\beta$  et  $\beta'$ , nous pouvons écrire (7') sous la forme :

$$(7'') \quad p \sin \alpha + p \tan \beta = p' \sin \alpha' - p' \tan \beta'.$$

D'où la construction suivante du rayon A'B' (fig. 2) :

Des points A et A' menons des parallèles à l'axe principal jusqu'en leur rencontre a et a' respectivement avec le premier plan principal et le second plan principal.

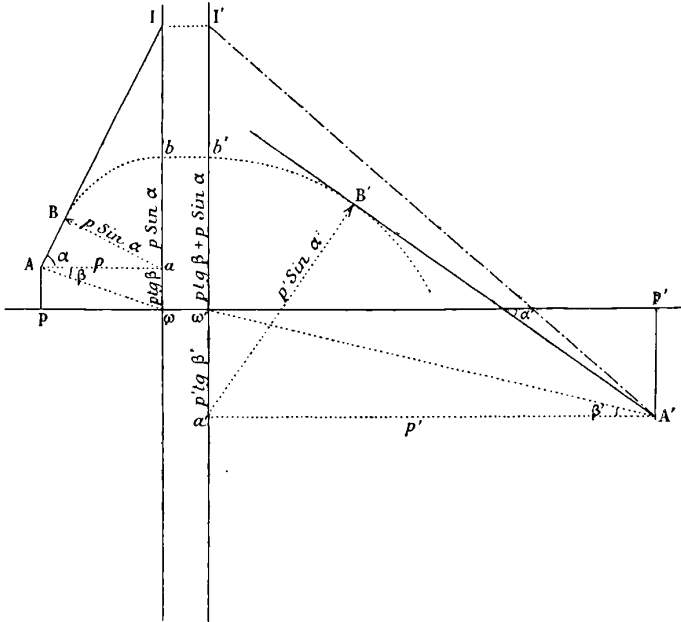


FIG. 2.

De a abaissons une perpendiculaire aB sur le rayon incident Af qui est donné. On a :

$$aB = p \sin \alpha.$$

Par une ligne de rappel circulaire prenons sur le premier plan principal :

$$ab = aB = p \sin \alpha'$$

et menons bb' parallèle à l'axe principal jusqu'à sa rencontre avec le second plan principal. On a :

$$\omega b' = p \sin \alpha + p \tan \beta.$$

Du point a' comme centre, avec a'b' pour rayon, traçons une circonférence b'B' à laquelle nous menons une tangente A'B' convenable.

La droite  $A'B'$  est le rayon émergent cherché, car

$$a'B' = \overline{a'b'} = p \sin \alpha + p \operatorname{tang} \beta + p' \operatorname{tang} \beta',$$

et d'autre part :

$$a'B' = p' \sin \alpha'.$$

La relation (7'') est donc bien satisfaite.

Au lieu de  $A'B'$ , la construction classique nous aurait donné pour rayon émergent  $A'I'$  (1) avec  $I\omega = \omega'I'$ .

Il est d'ailleurs aisé de voir que la construction que nous venons de donner est réversible et tout à fait générale.

### SUR LA RATIONALITÉ DES RAPPORTS DES MOMENTS MAGNÉTIQUES MOLÉCULAIRES ET LE MAGNÉTON;

Par M. PIERRE WEISS.

Je me propose, dans le présent mémoire, de montrer comment on peut trouver en valeur absolue le moment magnétique d'un grand nombre de molécules, et que tous ces moments ont une même valeur aliquote commune à laquelle j'ai donné le nom de Magnéton.

#### INTRODUCTION.

#### Résumé de la Théorie cinétique du Magnétisme.

§ 1. *Théorie du Diamagnétisme et du Paramagnétisme de Langevin.* — M. Langevin (2) a donné une théorie cinétique du dia- et paramagnétisme qui s'adapte aux faits expérimentaux d'une manière remarquable. Dans la suite de ce travail, je m'appuierai sur cette théorie. Elle a aussi servi de point de départ à celle du champ moléculaire, au moyen de laquelle j'ai soumis au calcul les phénomènes du ferromagnétisme. Je commencerai donc par en indiquer brièvement les traits principaux.

M. Langevin attribue le dia- et le paramagnétisme à des causes différentes. Le diamagnétisme, aussi général que le phénomène de

(1)  $A'B'$  est la tangente la plus voisine de  $A'I'$ .

(2) LANGEVIN, *Ann. Chim. Phys.*, 8<sup>e</sup> série, t. V, p. 70 (1903).



Zeeman auquel il est intimement lié, appartient à tous les atomes quels qu'ils soient. Il consiste dans la déformation des orbites des électrons par le champ magnétique. Ce phénomène, en tant qu'intérieur à l'atome, n'est pas modifié par le mouvement de translation ou de rotation de celui-ci ou de la molécule. Il est donc indépendant de la température comme l'expérience le montre dans un grand nombre de cas.

Ce premier point acquis, M. Langevin arrive à l'explication du paramagnétisme en introduisant une distinction des molécules en deux catégories, fondée sur l'idée de symétrie. Il admet que chaque molécule contient un grand nombre d'électrons décrivant des orbites fermées, dont chacun fournit un certain moment magnétique. Le moment magnétique résultant peut alors être nul par suite de la symétrie avec laquelle les orbites sont disposées dans la molécule, et, le champ magnétique extérieur n'ayant aucune prise sur la molécule considérée comme un tout, son action se borne à la polarisation diamagnétique. Dans le cas contraire où le moment magnétique est différent de zéro, l'orientation des molécules dépend à la fois de l'action du champ et de l'agitation thermique. C'est un problème de dynamique statistique dont la solution repose sur la loi de Maxwell-Boltzmann, sur la répartition des molécules entre des positions correspondant à diverses valeurs de l'énergie potentielle.

Soient :  $\sigma_m$  l'aimantation moléculaire<sup>(1)</sup> (moment magnétique de la molécule-gramme),

$\sigma_{m_0}$  sa valeur maxima au zéro absolu, où nulle agitation thermique ne contrarie l'action orientante du champ,

H le champ magnétique,

T la température absolue.

RT deux fois l'énergie cinétique pour un degré de liberté de la molécule.

R est aussi la constante de l'équation du gaz parfait  $pv = RT$  rapportée à la masse moléculaire ( $R = 83,155 \times 10^6$  ergs par degré). On a :

$$(1) \quad \frac{\sigma_m}{\sigma_{m_0}} = \coth a - \frac{1}{a},$$

---

<sup>(1)</sup> Il est commode d'introduire de suite les quantités moléculaires. La relation trouvée subsiste évidemment pour les aimantations spécifiques  $\sigma$  et  $\sigma_0$ , rapportées à l'unité de masse; elle est encore exacte, au degré d'approximation que comporte la négligence de la dilatation thermique, pour les *intensités d'aimantation* I et  $I_0$ , qui sont les moments par unités de volume.

où  $a$  est l'abréviation :

$$(2) \quad a = \frac{\sigma_{m0} H}{RT}.$$

La relation (1) est représentée par la courbe de la *fig. 1*, dont les abscisses  $a$ , à une température déterminée  $T$ , sont proportionnelles aux champs  $H$ . Elle montre que l'aimantation croît d'abord proportionnellement au champ, puis moins vite, et que, pour des champs très intenses, elle tend vers la valeur limite  $\sigma_{m0}$  qu'elle aurait prise au zéro absolu dans un champ de grandeur quelconque. M. Langevin a montré que, pour l'oxygène, gaz paramagnétique auquel s'applique tout d'abord sa théorie, l'écart de la proportionnalité ne serait sensible à la température ordinaire que dans un champ de 100 000 g. A plus forte raison, les aimantations voisines de la saturation sont-elles inaccessibles.

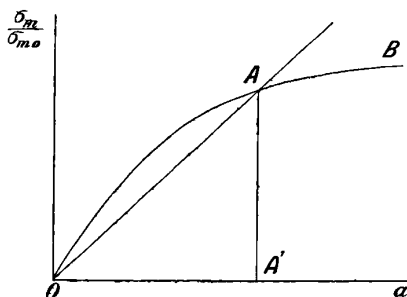


FIG. 1.

Si, développant l'expression  $\coth a - \frac{1}{a}$  en série, on ne conserve que le premier terme, l'équation (1) devient :

$$(3) \quad \frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = \frac{a}{3} = \frac{\sigma_{m0} \cdot H}{3RT},$$

ou, puisque  $\sigma_m : H$  est le coefficient d'aimantation moléculaire  $\gamma_m$  :

$$(4) \quad \gamma_m = \frac{\sigma_{m0}^2}{3RT},$$

ce coefficient d'aimantation est donc inversement proportionnel à la

température absolue : c'est la loi de Curie. La *constante de Curie moléculaire* est :

$$(5) \quad C_m = \chi_m \cdot T = \frac{\sigma^2 m_0}{3R}$$

La loi de Curie se vérifie dans un grand nombre de cas. Ceux où elle ne se vérifie pas demandent à être traités indépendamment. MM. Du Bois et Honda (1) ont montré récemment que le plus grand nombre des corps *simples* y fait exception.

§ 2. *Champ moléculaire.* — La théorie cinétique de M. Langevin est pour le paramagnétisme ce que la théorie cinétique de Daniel Bernoulli est pour la compressibilité des gaz parfaits. Van der Waals a étendu cette dernière théorie aux fluides en général, en faisant une hypothèse sur l'action mutuelle des molécules du gaz jusque-là supposées indépendantes. Cette hypothèse se traduit par la pression intérieure qui, s'ajoutant à la pression extérieure, explique la grande densité des liquides en faisant appel aux propriétés des gaz. D'une manière analogue j'ai imaginé un champ moléculaire qui, s'ajoutant au champ magnétique extérieur, explique par les lois du paramagnétisme la forte aimantation des corps ferromagnétiques.

J'admets que *l'action de l'ensemble des molécules sur l'une d'entre elles est équivalente à un champ magnétique*(2) *uniforme proportionnel à l'intensité d'aimantation et dirigé comme elle.* Ce champ moléculaire est donc défini par :

$$(6) \quad H_m = NI,$$

où N est une constante et I l'intensité d'aimantation. Puisque cette dernière quantité est le moment magnétique par unité de volume, on peut aussi écrire, en appelant *m* le poids moléculaire et *D* la densité :

$$(7) \quad H_m = N \frac{D}{m} \sigma_m.$$

(1) DU BOIS et HONDA, *Proc. Acad. Amsterdam*, t. XII, p. 596 (1910). — HONDA, *Ann. d. Phys.*, Bd 32, S. 1027 (1910).

(2) Il est commode au point de vue qui nous occupe ici, de se représenter provisoirement les actions mutuelles des molécules comme des forces magnétiques. Mais cela n'est nullement nécessaire. Les forces sont de nature quelconque, pourvu qu'il en résulte pour les molécules la même énergie potentielle de rotation que celle qui est exprimée par l'équation (6). Je montrerai, dans un prochain mémoire, *pourquoi ces forces ne peuvent être magnétiques*, et ce que l'on peut dire, dès à présent, sur leur nature.

Les molécules qui contribuent effectivement à la production de ce champ sont contenues à l'intérieur d'une sphère d'action moléculaire.

J'ai admis, en outre, que ces actions mutuelles exprimées par l'équation (6) sont les seules qui interviennent dans la rotation des molécules, ou, en d'autres termes, qu'à part le champ moléculaire, celles-ci tournent aussi librement dans un métal magnétique que dans un gaz parfait. Cette partie négative de l'hypothèse paraît particulièrement osée, elle ne peut être justifiée que par le succès. L'énergie potentielle de translation des molécules n'est l'objet d'aucune hypothèse déterminée.

§ 3. *Aimantation spontanée.* — Supposons d'abord que le champ moléculaire existe seul, et montrons que les corps ferromagnétiques peuvent prendre une aimantation finie en l'absence de tout champ extérieur. Quand le champ extérieur  $H_e$  est nul et que, par conséquent, le champ total se réduit au champ moléculaire  $H_m$ , donné par (7), l'équation (2) devient :

$$(8) \quad a = \frac{\sigma_{m0}ND}{mRT} \cdot \sigma_m,$$

cette équation est représentée, pour une valeur déterminée de la température T, par la droite OA de la fig. 1. Combinée à l'équation (1)

$$(1) \quad \frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = \coth a - \frac{1}{a},$$

elle donne, par l'intermédiaire de la variable auxiliaire  $a$ , les systèmes de valeurs  $\sigma_m$  et T qui répondent à la question.

Cette solution est donnée graphiquement par les points d'intersection de la droite et de la courbe dans la fig. 1. Le système  $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = 0$ ,  $a = 0$ , et, par suite,  $H = 0$ , qui semble s'imposer d'abord, ne correspond pas à un état stable. Cela est le cas, au contraire, pour l'état représenté par le point A. Imaginons, en effet, que modifiant l'orientation des molécules par une intervention directe, on donne à  $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}$  une valeur un peu inférieure à AA'. La valeur de  $a$ , donnée par la droite, sera alors un peu supérieure à celle qu'exige la courbe pour la même aimantation. Or ces valeurs de  $a$  sont proportion-

nelles au champ moléculaire et au champ exigé par la formule de Langevin. Le premier l'emporte donc, et l'aimantation croîtra jusqu'à la valeur  $AA'$ . De même une aimantation un peu supérieure à cette valeur tendra à y revenir.

Nous sommes donc invités à nous familiariser avec une *aimantation spontanée*, alors que l'expérience ne nous fait connaître l'aimantation que comme conséquence de l'application d'un champ magnétique actuel ou antérieur. Ce résultat n'a en soi rien qui doive surprendre, puisque d'une manière analogue un liquide peut exister, avec sa forte densité, sous une pression extérieure nulle, c'est-à-dire sous la seule pression intérieure. Reste à voir pourquoi, dans un morceau de fer ou d'acier à l'état neutre, cette aimantation échappe à nos sens. On se rend compte que, dans ce que nous avons dit, rien ne détermine la direction dans laquelle se produira l'aimantation spontanée. Livrée au hasard, elle prendra toutes les directions possibles dans une portion de la matière quelque peu étendue, qui paraîtra neutre par compensation.

Le hasard intervient par le mécanisme de la cristallisation confuse des corps solides. Disons, pour abrégé, que la théorie se prête sans difficulté à une généralisation expliquant les propriétés ferromagnétiques d'un cristal isolé et à la synthèse des propriétés des matières cristallines isotropes en apparence.

On se rend compte maintenant que le rôle du champ extérieur est non de provoquer l'aimantation, mais de la rendre sensible à l'observation. On n'observera réellement l'aimantation spontanée, avec sa vraie grandeur, que lorsqu'on l'aura rendue exactement parallèle dans toute l'étendue de la substance, et pour cela un champ très intense est nécessaire. *L'aimantation spontanée est la saturation à la température considérée.*

Il ne faut pas confondre les saturations relatives dont nous parlons ici avec la saturation absolue de Langevin. Ces expressions ne désignent la même chose qu'au zéro absolu.

Il n'y a donc pas de différence essentielle entre un corps aimanté et un corps magnétique fortement aimantable. Ils sont, l'un et l'autre, aimantés à saturation; seulement dans l'un l'aimantation est coordonnée et dans l'autre elle est confuse.

Il est vrai que, en principe, un champ extérieur s'ajoutant au champ moléculaire, doit changer, non seulement l'orientation, mais encore la grandeur de l'aimantation. Seulement les champs qui sont

nécessaires pour déplacer le point figuratif d'une quantité tant soit peu appréciable sur la courbe de Langevin, sont tellement énormes qu'on pourra, en général, faire abstraction de ce dernier effet. Il cessera seulement d'en être ainsi quand on s'approchera de la température de disparition du ferromagnétisme spontané, dont il nous reste à parler.

§ 4. *Variation thermique de l'aimantation spontanée.* — Lorsque la température s'élève, le coefficient angulaire de la droite OA augmente proportionnellement à T et, par conséquent, l'aimantation diminue. Elle s'annule pour la température  $\Theta$  à laquelle la droite est tangente à la courbe au point O;  $\Theta$  est la température absolue de perte du ferromagnétisme spontané, pour laquelle la désignation de point de Curie a déjà été introduite<sup>(1)</sup>. Cette température n'est pas sans une certaine analogie lointaine avec la température critique de la loi de compressibilité des fluides.

Pour calculer  $\Theta$  à partir des données du problème, remarquons que quand T tend vers  $\Theta$ ,  $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}$  et  $a$  tendent simultanément vers zéro dans le rapport donné par :

$$(3) \quad \frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = \frac{a}{3},$$

qui, porté dans l'équation (8), donne :

$$(9) \quad 1 = \frac{\sigma_{m0}^2 \cdot N \cdot D}{3m \cdot R \cdot \Theta};$$

d'où :

$$(10) \quad \Theta = \frac{\sigma_{m0}^2 \cdot N \cdot D}{3mR}.$$

Au moyen de l'équation (3) on peut introduire dans (10) la constante de Curie qu'aurait la substance, si, supprimant le champ moléculaire, on la rendait paramagnétique. On obtient alors :

$$(11) \quad \Theta = \frac{C_m}{m} ND,$$

qui devient, avec la constante de Curie C, rapportée à l'unité de masse, à la place de la constante moléculaire :

$$(12) \quad \Theta = C \cdot N \cdot D.$$

---

(1) P. WEISS et H. KAMERLINGH ONNES, *Comm. phys. Labor. Leiden*, n° 114, p. 3 (1910).

L'intérêt de cette équation réside en ce qu'elle donne directement la constante  $N$  du champ moléculaire à partir de données accessibles à l'expérience. Nous verrons, en effet, bientôt comment on détermine  $C$  pour une substance ferromagnétique.

§ 5. *États correspondants magnétiques.* — Si l'on divise (8) par (9), et si l'on y joint (1), on obtient les deux équations qui déterminent la courbe de variation thermique du magnétisme spontané par l'intermédiaire de la variable auxiliaire  $a$  sous la forme :

$$(1) \quad \frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = \coth a - \frac{1}{a},$$

$$(13) \quad \frac{T}{\Theta} = \frac{3}{a} \frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}.$$

Cette loi est donc la même pour tous les corps, quand on les compare sous des états correspondants, caractérisés par les valeurs de  $\frac{T}{\Theta}$  et de  $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}$ .

§ 6. *Vérifications expérimentales.* — La *fig. 2* porte, outre la courbe théorique tracée en trait plein, les points obtenus expéri-

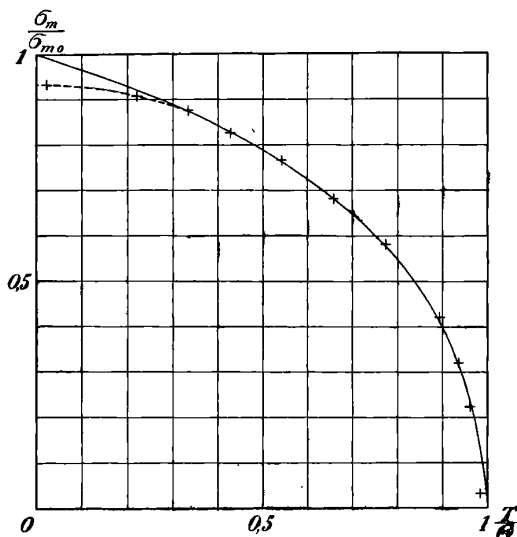


FIG. 2.

mentalement pour la magnétite<sup>(1)</sup>. Dans la plus grande partie de

(<sup>1</sup>) D'après des mesures provisoires. Des mesures plus précises qui comprendront une étude spéciale du voisinage du point de Curie, sont en voie d'exécution pour cette substance et pour les métaux ferromagnétiques.

l'intervalle entre le zéro absolu et le point de Curie l'expérience concorde exactement avec la théorie. Un écart notable se fait sentir pour les deux points aux températures les plus basses, celles de la neige carbonique et de l'hydrogène liquide. Pour la pyrrhotine<sup>(1)</sup>, on a de même un accord très satisfaisant dans toute la partie de l'intervalle où l'exploration a pu être conduite sans complications provenant de changements d'états faciles à reconnaître ici. L'alliage Fe<sup>2</sup>Ni obéit exactement à la loi théorique dans tout l'intervalle de 0 à Θ. Par contre, pour le fer, le nickel et le cobalt, la courbe théorique ne représente que grossièrement la physionomie générale du phénomène, l'aimantation croissant moins vite que ne l'indique la théorie quand la température s'abaisse, dans un intervalle beaucoup plus étendu que pour la magnétite.

§ 7. *L'expression de l'aimantation des corps ferromagnétiques en fonction de la température et du champ.* — Supposons que le champ extérieur  $H_e$  soit différent de zéro. Le champ total agissant sur la substance est alors :

$$(14) \quad H = H_e + NI.$$

Supposons donnée la valeur de  $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}$ , et par conséquent, au moyen de l'équation (1), celle de  $a$ . Appelons  $T$  la température correspondant à cette aimantation en l'absence de tout champ extérieur, et  $T'$  celle qui lui correspond quand le champ extérieur est  $H_e$ . L'équation (8) peut s'écrire :

$$(8) \quad aRT = \sigma_{m0} \cdot \sigma_m \cdot N \cdot \frac{D}{m}$$

et, d'une manière analogue, (14) donne, avec (2) :

$$(15) \quad aRT' = \sigma_{m0}H_e + \sigma_{m0}\sigma_m N \frac{D}{m}$$

d'où :

$$(16) \quad aR(T' - T) = \sigma_{m0} \cdot H_e.$$

Cette équation résout la question. Il faut apporter à la valeur de  $T$  que l'on aurait observée, si l'aimantation était spontanée, une

(1) Expériences encore inédites.



correction  $T' - T$  proportionnelle à  $H_e$  et inversement proportionnelle à  $a$ .

Quand l'aimantation est très faible,  $T$  tend vers  $\Theta$  et

$$(3) \quad a = 3 \frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}$$

d'où :

$$\frac{\sigma_m}{H_e} (T' - \Theta) = \frac{\sigma_{m0}^2}{3R} = C_m,$$

à cause de (5), ou, en appelant  $\chi_m = \frac{\sigma_m}{H_e}$  le coefficient d'aimantation moléculaire à la température  $T$  :

$$(17) \quad \chi_m (T' - \Theta) = C_m.$$

Ainsi, tandis que, pour un corps purement paramagnétique, on forme la constante de Curie en multipliant le coefficient d'aimantation par la température absolue, on obtient cette même constante pour un corps ferromagnétique en multipliant un coefficient d'aimantation mesuré au-dessus du point de Curie par l'excès de la température d'observation sur celle de ce point.

Cette relation est intéressante, en outre, parce que la variation linéaire de  $1 : \chi$  en fonction de la température fournit une manière très simple et très précise de soumettre la théorie au contrôle de l'expérience. J'en ai signalé les vérifications déjà très satisfaisantes qui résultent des observations de Curie, qui, n'étant pas guidé par la théorie, n'avait pas aperçu cette loi. Des vérifications plus nombreuses et plus précises sont contenues dans un travail récent<sup>(1)</sup>. Aucun des corps ferromagnétiques examinés n'y fait exception. Pour le nickel, la variation linéaire de  $1 : \chi$  a été observée dans un intervalle de plusieurs centaines de degrés. Pour d'autres corps, on a plusieurs droites correspondant chacune à un état particulier de la matière. Celles-ci se raccordent exceptionnellement entre elles par une région de transition de quelque étendue. Plus souvent on observe un coude brusque (discontinuité de la dérivée première), quelquefois aussi une discontinuité de la quantité elle-même.

§ 2. *Nomenclature.* — M. Osmond a donné au fer à l'état forte-

<sup>1)</sup> P. WEISS et G. FOÏX, *Archives des sc. phys. et nat.*, 4<sup>e</sup> pér., t. XXXI, 1911, pp. 4 et 89. *J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I, pp. 274 et 744 (1911).

ment magnétique le nom de fer  $\alpha$ . Il en a distingué un fer  $\beta$ , faiblement magnétique, que l'on observe entre la limite d'existence du fer  $\alpha$  et la première discontinuité du coefficient d'aimantation à 920°, après quoi le fer est à l'état  $\gamma$ . Puis, on rencontre une deuxième discontinuité de ce coefficient à 1.395°. En suivant la même nomenclature, il est naturel d'appeler  $\delta$  l'état du fer au-dessus de cette température.

On a fréquemment étendu la dénomination  $\alpha$  aux autres métaux en lui donnant le même sens; j'avais pensé que l'on pourrait avantageusement appeler  $\beta$  l'état des divers métaux où le champ extérieur est aidé par le champ moléculaire dans le sens exprimé par la formule 17, et  $\gamma$  l'état purement paramagnétique quand il existe. Mais cela ne va pas sans quelques difficultés : les expériences récentes ont montré que le fer  $\gamma$  n'est pas purement paramagnétique. Dans d'autres cas, on a employé les lettres  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , pour désigner les états successifs d'un corps dans l'ordre des températures croissantes, sans préoccupation de leur signification magnétique.

Il semble donc préférable de réserver la notation d'Osmond au fer et à ceux de ses alliages où la continuité des propriétés avec celles du fer pur exclut toute ambiguïté, et de distinguer, pour les métaux magnétiques :

- 1° Le *ferromagnétisme spontané*, du zéro absolu au point de Curie;
- 2° Le ferromagnétisme sollicité par un champ extérieur, ou, plus brièvement, le *ferromagnétisme sollicité*, caractérisé par la formule 17;
- 3° le paramagnétisme pur, ou simplement le *paramagnétisme*, caractérisé par un coefficient d'aimantation inversement proportionnel à la température absolue.

Restent en dehors de cette énumération les cas de *magnétisme faible* observés par du Bois et Honda (1), où le coefficient d'aimantation est constant ou croissant avec la température. Une fois leur nature mieux connue, on pourra trouver facilement une dénomination appropriée.

§ 9. *Chaleur spécifique et champ moléculaire*. — L'hypothèse du champ moléculaire a permis de reconnaître la véritable nature de l'anomalie thermique au point de Curie, et de calculer sa grandeur. L'accident qui se produit à cette température dans les courbes de refroidissement n'est pas causé, comme on l'avait pensé, par la libé-

---

(1) DU BOIS et HONDA, *loc. cit.*; — HONDA, *loc. cit.*

ration d'une chaleur de transformation mais consiste dans une discontinuité (un accroissement brusque) de la chaleur spécifique vraie.

Il faut, en effet, pour obtenir la chaleur spécifique d'un corps magnétique, ajouter à ce que serait cette quantité, si le corps n'était pas magnétique, un terme :

$$(18) \quad c' = \frac{1}{J} \frac{dE}{dt},$$

où J est l'équivalent, E l'énergie d'aimantation rapportée à l'unité de masse :

$$(19) \quad E = -\frac{1}{2} H_m \sigma,$$

$H_m$  le champ moléculaire et  $\sigma$  l'aimantation spécifique.

Ce terme peut être déterminé par des expériences purement magnétiques. Il est très petit aux basses températures, croît rapidement dans le voisinage de  $\Theta$ , et, lorsqu'on atteint cette température, tombe brusquement à zéro. Le phénomène thermique consiste donc en une chaleur de désaimantation qui est dépensée dans tout l'intervalle du zéro absolu à  $\Theta$  et dont la cessation brusque produit la discontinuité.

Sans entrer dans le détail (<sup>1</sup>), je donne ici le tableau des discontinuités des chaleurs spécifiques et des points de Curie déterminés magnétiquement et calorimétriquement :

*Fer.*

Magnétiquement	Calorimétriquement
$c'_{\Theta} = 0,136$	$c'_{\Theta} = 0,112$
$\Theta = 753 + 273^{\circ}$	$\Theta = 758 + 273^{\circ}$

*Nickel.*

$c'_{\Theta} = 0,025$	$c'_{\Theta} = 0,027$
$\Theta = 376 + 273^{\circ}$	$\Theta = 376 + 273^{\circ}$

*Magnétite.*

$c'_{\Theta} = 0,048$	$c'_{\Theta} = 0,050$
$\Theta = 588 + 273^{\circ}$	$\Theta = 580 + 273^{\circ}$

La concordance de ces nombres est aussi bonne que la difficulté des mesures permettait de l'espérer. Cette comparaison des résultats calorimétriques et magnétiques donne donc à la fois la solution

(<sup>1</sup>) Voir P. WEISS et P. N. BECK, *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VII, p. 249 (1908).

de l'énigme des anomalies des chaleurs spécifiques des corps ferromagnétiques et l'un des appuis les plus solides à la théorie du champ moléculaire.

De ce qu'un dégagement de chaleur considérable apparaît ainsi lié à la manifestation de la propriété ferromagnétique on peut conclure qu'un champ extérieur n'a pas pour effet de produire l'intensité d'aimantation, mais seulement de la coordonner. Autrement son action serait, pour le fer, accompagnée d'une élévation de température de plusieurs centaines de degrés. *C'est donc une preuve indirecte de l'aimantation spontanée dans un champ nul.*

(A suivre.)

---

**SUR QUELQUES THÉORÈMES GÉNÉRAUX  
DE MÉCANIQUE ET DE THERMODYNAMIQUE (1);**

Par M. L. BLOCH.

III

Établissons maintenant, en suivant lord Rayleigh, deux théorèmes fondamentaux concernant l'équilibre d'un système mécanique. Nos commentaires auront surtout pour objet de préciser la nature de la symétrie qui existe entre ces deux théorèmes.

**PREMIER PROBLÈME.** — Soit un système mécanique soumis à des forces données  $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n$ .

Nous voulons étudier les positions d'équilibre du système voisines d'une certaine position d'équilibre que nous appelons l'équilibre initial ou *naturel*. Nous supposerons que l'état d'équilibre naturel correspond à des valeurs nulles des paramètres  $\psi$  et, par suite, nous considérons  $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$  comme des *infinitement petits du premier ordre*.

Sous l'action des forces  $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n$  le système va quitter sa position d'équilibre naturel pour prendre une nouvelle position d'équilibre réel, voisine de la précédente, et que nous désignerons par (A). La position (A) est celle que prend spontanément un système soumis à des forces données. Il est clair qu'elle est unique et bien déterminée.

Outre cette position (A), le système peut prendre une infinité de

---

(1) Voir ce volume, page 820.

positions d'équilibre possibles. Nous appelons ainsi et nous désignons par la lettre (B) toutes les positions d'équilibre que peut prendre le système, soumis aux forces données, lorsqu'on l'assujettit à un certain nombre de liaisons supplémentaires. Ces liaisons s'expriment par des équations de la forme  $F(\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n) = 0$  (1). En faisant un changement de variables sur les paramètres  $\psi$ , on peut toujours arriver à exprimer les liaisons supplémentaires sous la forme :

$$(26) \quad \psi_1 = 0, \quad \psi_2 = 0, \quad \dots, \quad \psi_r = 0.$$

Remarquons qu'on a nécessairement  $r < n$ , sans cela la position d'équilibre (B) correspondant aux liaisons supplémentaires (26) ne différencierait pas de l'état d'équilibre naturel. Nous supposons désormais que le changement de variables  $\psi$  qui permet d'écrire les équations (26) a été fait, et si nous voulons comparer la position d'équilibre (A) avec une position d'équilibre (B) déterminée, les deux états que nous aurons à comparer seront :

$$(27) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Forces.} \dots\dots\dots \Psi_1 \Psi_2 \dots \overset{(A)}{\Psi_r} \Psi_{r+1} \dots \Psi_n \quad \Psi_1 \Psi_2 \dots \overset{(B)}{\Psi_r} \Psi_{r+1} \dots \Psi_n \\ \text{Déplacements.} \quad ? \quad ? \quad \dots \quad ? \quad ? \quad \dots \quad ? \quad 0 \quad 0 \quad \dots \quad 0 \quad ? \quad \dots \quad ? \end{array} \right.$$

Les points d'interrogation indiquent que les valeurs des paramètres  $\psi$  correspondants sont inconnues, mais parfaitement déterminées, soit par les équations de l'équilibre (A), soit par les équations de l'équilibre (B) (2). Dans le cas général, ces valeurs sont différentes de zéro.

Le premier problème posé par lord Rayleigh est le suivant : l'état d'équilibre réel (A) est-il plus stable ou moins stable que les états d'équilibre possibles (B) ?

DEUXIÈME PROBLÈME. — Au lieu d'étudier un système à forces données, nous étudions un système à déplacements donnés. Par un choix convenable des paramètres, on peut toujours supposer que les déplacements donnés sont  $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_r$ . Remarquons qu'ici encore on a nécessairement  $r < n$ , sans quoi la configuration du système est unique et il n'y a plus lieu de faire des comparaisons.

Pour réaliser physiquement les déplacements donnés, le plus

(1) F est évidemment homogène et généralement linéaire en  $\psi$ , puisque ces quantités sont infiniment petites.

(2) Ces dernières expriment naturellement que l'équilibre (B) n'est possible, en présence des forces  $\Psi$ , que s'il apparaît des forces de liaison dont le travail virtuel est d'ailleurs nul.

simple est d'appliquer aux points correspondants des forces  $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_r$  convenablement choisies. On fera donc :

$$(28) \quad \Psi_{r+1} = 0, \quad \Psi_{r+2} = 0, \quad \dots, \quad \Psi_n = 0,$$

et l'état d'équilibre réel auquel on arrive de la sorte sera désigné par (A').

Il est possible de réaliser les mêmes déplacements en employant un certain nombre de forces supplémentaires, c'est-à-dire en renonçant totalement ou partiellement aux équations (28). Les états d'équilibre possibles dans ces conditions seront désignés par (B').

Les deux états qu'on se propose de comparer sont donc ici :

$$(29) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Forces} \dots\dots\dots ? ? \dots\dots ? \overset{(A')}{0} 0 \dots\dots 0 \quad ? ? \dots\dots ? \overset{(B')}{?} ? \dots\dots ? \\ \text{Déplacements.} \quad \psi_1 \psi_2 \dots\dots \psi_r ? ? \dots\dots ? \quad \psi_1 \psi_2 \dots\dots \psi_r ? ? \dots\dots ? \end{array} \right.$$

Les points d'interrogation désignent comme ci-dessus des quantités inconnues, mais déterminées et généralement différentes de zéro.

Le second problème posé par lord Rayleigh est le suivant : l'état d'équilibre réel (A') est-il plus stable ou moins stable que les états d'équilibre possibles (B') ?

Avant de passer à la solution des deux problèmes, il convient de mettre en évidence la véritable correspondance qui existe entre eux.

Dans les conditions (27) l'état (B), ainsi que nous l'avons fait observer (1), est un état d'équilibre sous l'action des forces données  $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n$ , assistées des forces de liaison résultant de (26). Ces forces viendront s'ajouter aux  $r$  premières forces  $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_r$ . Donc les états (A) et (B) n'auront réellement en commun que les forces  $\Psi_{r+1}, \Psi_{r+2}, \dots, \Psi_n$  et le tableau qu'il convient de mettre à la place de (27) est :

$$(27') \quad \left\{ \begin{array}{l} ? ? \dots\dots ? \overset{(A)}{\Psi_{r+1}} \overset{(A)}{\Psi_{r+2}} \dots\dots \Psi_n \quad ? ? \dots\dots ? \overset{(B)}{\Psi_{r+1}} \overset{(B)}{\Psi_{r+2}} \dots\dots \Psi_n \\ ? ? \dots\dots ? ? \quad ? \dots\dots ? \quad 0 0 \dots\dots 0 ? \quad ? \dots\dots ? \end{array} \right.$$

Sous cette forme la symétrie des conditions (27) et (29) apparaît aisément, on peut la présenter de la manière suivante. Appelons  $\Delta\psi_i, \Delta\Psi_i$  les variations que subissent les quantités  $\psi_i, \Psi_i$  lorsqu'on passe de l'état d'équilibre réel à un état d'équilibre possible. On aura :

$$(30a) \quad \text{A forces données :} \\ \psi_1 = 0 \quad \psi_2 = 0 \dots\dots \psi_r = 0 \quad \Delta\Psi_{r+1} = 0 \quad \Delta\Psi_{r+2} = 0 \dots\dots \Delta\Psi_n = 0.$$

$$(30b) \quad \text{A déplacements donnés :} \\ \Delta\psi_1 = 0 \quad \Delta\psi_2 = 0 \dots\dots \Delta\psi_r = 0 \quad \Psi_{r+1} = 0 \quad \Psi_{r+2} = 0 \dots\dots \Psi_n = 0.$$

(1) Voir la note précédente.

Ceci suffit pour qu'on puisse établir les deux théorèmes statiques de lord Rayleigh, savoir :

À partir d'une position d'équilibre naturel *stable* (1) :

1° *A forces données*, l'état d'équilibre réel est le moins stable de tous les états d'équilibre possibles ;

2° *A déplacements donnés*, l'état d'équilibre réel est le plus stable de tous les états d'équilibre possibles.

Nous disons qu'un état d'équilibre d'un système est plus stable qu'un autre lorsqu'il correspond à une valeur plus petite de l'énergie potentielle U. A l'état d'équilibre naturel, l'énergie potentielle est par hypothèse minimum ; comme elle n'est définie qu'à une constante près, on peut la supposer nulle. Pour toute déformation infiniment petite on aura :

$$(31) \quad U = \frac{1}{2} c_{11} \psi_1^2 + \frac{1}{2} c_{22} \psi_2^2 + \dots + c_{12} \psi_1 \psi_2 + c_{23} \psi_2 \psi_3 + \dots$$

la forme quadratique écrite au second membre étant infiniment petite du second ordre et *positive*.

Si  $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n$  sont les forces capables de tenir le système en équilibre dans l'état déformé, on a :

$$(32) \quad \Psi_1 = \frac{\partial U}{\partial \psi_1} \quad \Psi_2 = \frac{\partial U}{\partial \psi_2} \quad \dots \quad \Psi_n = \frac{\partial U}{\partial \psi_n}.$$

On tire de là une *loi de réciprocité* remarquable. Si  $\psi'_1, \psi'_2, \dots, \psi'_n, \Psi'_1, \Psi'_2, \dots, \Psi'_n$  sont un autre système de valeurs correspondant à un second état d'équilibre, on a :

$$(33) \quad \Psi_1 \psi'_1 + \Psi_2 \psi'_2 + \dots + \Psi_n \psi'_n = \Psi'_1 \psi_1 + \Psi'_2 \psi_2 + \dots + \Psi'_n \psi_n.$$

Cette identité se vérifie immédiatement en tenant compte des formules (32).

Si nous supposons que les deux états d'équilibre envisagés soient  $\psi, \Psi$  et  $\psi + \Delta\psi, \Psi + \Delta\Psi$ , la formule (33) s'écrit :

$$(34) \quad \Psi_1 \Delta\psi_1 + \Psi_2 \Delta\psi_2 + \dots + \Psi_n \Delta\psi_n = \psi_1 \Delta\Psi_1 + \psi_2 \Delta\Psi_2 + \dots + \psi_n \Delta\Psi_n.$$

(1) Le sens de toutes les inégalités qui vont suivre devrait être renversé si l'on partait d'une position d'équilibre naturel *instable*.

(2) Nous écrivons ces équations pour nous conformer à la notation de lord Rayleigh. Les  $\Psi_i$  représentent alors les forces extérieures *changées de signes*.

On a donc, quand on passe d'un de ces états à l'autre :

$$\begin{aligned}
 (35) \quad 2(U + \Delta U) &= (\Psi_1 + \Delta\Psi_1) (\psi_1 + \Delta\psi_1) + \dots \\
 &= 2U + \Psi_1\Delta\psi_1 + \Psi_2\Delta\psi_2 + \dots \\
 &\quad + \psi_1\Delta\Psi_1 + \psi_2\Delta\Psi_2 + \dots \\
 &\quad + \Delta\Psi_1\Delta\psi_1 + \Delta\Psi_2\Delta\psi_2 + \dots
 \end{aligned}$$

ou, à cause de (34),

$$\begin{aligned}
 (36_a) \quad 2\Delta U &= 2[\Psi_1\Delta\psi_1 + \Psi_2\Delta\psi_2 + \dots] + \Delta\Psi_1\Delta\psi_1 + \Delta\Psi_2\Delta\psi_2 + \dots \\
 (36_b) \quad 2\Delta U &= 2[\psi_1\Delta\Psi_1 + \psi_2\Delta\Psi_2 + \dots] + \Delta\Psi_1\Delta\psi_1 + \Delta\Psi_2\Delta\psi_2 + \dots
 \end{aligned}$$

Si en particulier les deux états dont il s'agit sont (A) et (B) ou (B') et (A'), les quantités entre crochets sont nulles dans (36<sub>a</sub>) et (36<sub>b</sub>) en vertu de (30<sub>a</sub>) et (30<sub>b</sub>) et l'on a *dans les deux cas* :

$$(37) \quad 2\Delta U = \Delta\Psi_1\Delta\psi_1 + \Delta\Psi_2\Delta\psi_2 + \dots + \Delta\Psi_n\Delta\psi_n.$$

Cette quantité est essentiellement positive, car elle n'est autre que  $2U(\Delta\psi_1, \Delta\psi_2, \dots, \Delta\psi_n)$ . Il s'ensuit bien qu'à forces données l'énergie potentielle dans l'état d'équilibre réel est *maximum*, tandis qu'elle est *minimum* à déplacements donnés.

#### IV

Les théorèmes de lord Rayleigh sont des cas particuliers d'un théorème beaucoup plus général qu'il y a lieu d'établir ici. C'est ce théorème général qui sera l'analogue de l'inégalité fondamentale posée par M. Raveau.

Dans les cas étudiés par lord Rayleigh on se donnait à l'avance :

$$\begin{aligned}
 (38) \quad \psi_1 &= c_1, \quad \psi_2 = c_2, \quad \dots, \quad \psi_n = c_n, \\
 (39) \quad \Psi_{r+1} &= C_{r+1}, \quad \Psi_{r+2} = C_{r+2}, \quad \dots, \quad \Psi_n = C_n
 \end{aligned}$$

et on définissait deux états d'équilibre *privilegiés* (B) et (A') pour lesquels l'énergie potentielle est moindre que pour tout autre état d'équilibre possible dans les conditions données. Ces deux états *privilegiés* sont définis par :

$$\begin{aligned}
 40) \quad \Delta\Psi_{r+1} &= 0, \quad \Delta\Psi_{r+2}, \quad \dots, \quad \Delta\Psi_n = 0; \\
 41) \quad \Delta\psi_1 &= 0, \quad \Delta\psi_2 = 0, \quad \dots, \quad \Delta\psi_r = 0,
 \end{aligned}$$

Au lieu de se donner les conditions (38) ou (39), on peut se donner des conditions *plus générales*, impliquant un système de valeurs



fixées à l'avance pour certaines des quantités  $\psi$  et pour certaines des quantités  $\Psi$ . Soit :

$$(42) \quad \psi_1 = c_1, \quad \psi_2 = c_2, \quad \dots, \quad \psi_s = c_s, \quad \Psi_{s+1} = C_{s+1}, \quad \Psi_{s+2} = C_{s+2}, \quad \dots, \quad \Psi_r = C_r,$$

un système de valeurs de ce genre.

A ce système correspond une position d'équilibre *privilegiée* rendant l'énergie potentielle *minimum*. Cet état privilégié sera défini par des équations analogues à (40) ou (41) et qui seront elles aussi en nombre  $n - r$ . On les obtiendra en écrivant, par la méthode de Lagrange, les conditions de minimum de  $\Delta_2 U$  sous les conditions (42) (1).  $\Delta_2 U$  est une fonction des  $n$  variables indépendantes  $\psi$ , les  $\Psi$  étant toujours définis par :

$$(43) \quad \frac{\partial U}{\partial \psi_1} = \Psi_1, \quad \frac{\partial U}{\partial \psi_2} = \Psi_2, \quad \frac{\partial U}{\partial \psi_n} = \Psi_n.$$

Les conditions (42) peuvent être considérées comme fournissant  $r$  relations entre les  $\psi$ .

Les équations caractéristiques du minimum de  $\Delta_2 U$  s'obtiennent en égalant à zéro les  $n$  dérivées partielles par rapport aux  $\psi$  de l'expression :

$$(44) \quad \Delta_2 U + \lambda_1 (\psi_1 - c_1) + \dots + \lambda_{s+1} (\Psi_{s+1} - C_{s+1}) + \dots$$

L'une de ces équations sera par exemple :

$$(45) \quad \frac{\partial}{\partial \psi_1} \Delta_2 U + \lambda_1 + \lambda_{s+1} \frac{\partial \Psi_{s+1}}{\partial \psi_1} + \dots + \lambda_r \frac{\partial \Psi_r}{\partial \psi_1} = 0.$$

En éliminant successivement les  $\lambda$  des équations (45) prises  $r + 1$  à  $r + 1$ , on obtient  $n - r$  équations distinctes, que nous écrirons sous la forme :

$$(46) \quad \Phi_{r+1} = 0, \quad \Phi_{r+2} = 0, \quad \dots, \quad \Phi_n = 0.$$

Ce sont ces équations qui seront les analogues de (40 ou 41). Associées aux équations 42, elles définissent complètement la position d'équilibre privilégiée.

Nous atteignons un degré de généralité encore plus grand en

(1) Il est évident d'après la nature du problème que le minimum existe et que l'application de la méthode de Lagrange conduira à un minimum, non à un maximum.

supposant qu'on se donne, au lieu de (42),  $r$  conditions de la forme :

$$(47) \quad \varphi_1 = c_1, \quad \varphi_2 = c_2, \quad \dots, \quad \varphi_r = c_r,$$

$\varphi_1$  étant une fonction quelconque des :

$$\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n, \Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n.$$

Aux données (47) correspondront encore, pour définir l'état d'équilibre privilégié,  $n - r$  conditions analogues à (46).

Dans les cas particuliers envisagés par lord Rayleigh, l'équilibre *privilegié* nous est apparu soit comme un équilibre *réel* (B), soit comme un équilibre *possible* (A').

Cette dissymétrie avait son origine dans le fait suivant. Lorsque nous opérions à déplacements donnés, les conditions que nous nous imposions étaient effectivement les conditions (38). Ces conditions sont par elles-mêmes en nombre insuffisant pour déterminer l'état du système, et si on ne donne qu'elles, il faudra pour connaître l'état *réel* du système poser une condition de plus, savoir que cet état est atteint avec la moindre dépense d'énergie (compatible avec les données). On voit que la notion d'état *réel* est équivalente à celle d'état *le plus facilement réalisable*. Au contraire, lorsque nous opérions à forces données, nous nous imposions non seulement les conditions (39), mais en outre les conditions :

$$(39 \text{ bis}) \quad \Psi_1 = C_1, \quad \Psi_2 = C_2, \quad \dots, \quad \Psi_r = C_r,$$

qui, jointes à (39), déterminent *entièrement* l'état du système. Si nous nous étions donné (39) seulement, il aurait fallu de nouveau définir l'état *réel* comme celui qui est atteint avec la moindre dépense d'énergie, et le parallélisme avec le cas précédent serait rétabli : l'équilibre *réel* se trouverait encore celui où l'énergie potentielle est minimum. Si, dans le cas le plus général, on veut continuer à parler d'un état d'équilibre *réel* servant d'état de référence, il faudra continuer à le définir de la même manière : ce sera l'état d'équilibre qui diffère le moins de l'état d'équilibre naturel, c'est-à-dire toujours l'état d'équilibre *le plus stable* ou l'état d'équilibre *privilegié*.

Convenons de dire que se donner les équations (42 ou (47) équivaut à se donner les *modifications extérieures* imposées au système.

Convenons de dire également que se donner les équations (46 équivaut à entraver les *modifications intérieures correspondantes* du

système. Le théorème le plus général auquel nous arrivons est celui-ci :

Étant données les modifications extérieures imposées au système à partir d'une position d'équilibre stable, le travail nécessaire pour effectuer ces modifications sera *plus grand* lorsqu'on laisse se produire les *modifications intérieures correspondantes* que lorsqu'on les entrave (1).

En transposant ce théorème au cas de la Thermodynamique, on énonce, sous sa forme la plus générale, le résultat obtenu par Raveau. Hátons-nous d'ajouter que dans la pratique il est rare qu'on ait à se servir du théorème sous sa forme la plus générale. Dans la plupart des cas, il sera suffisant de recourir aux énoncés de lord Rayleigh ou à certains énoncés particuliers de M. Raveau.

Montrons toutefois au moins sur un exemple que le théorème, sous sa forme générale, permet d'apercevoir des relations qui ne paraissent pas avoir été reconnues jusqu'ici. Dans les cas étudiés par M. Gouy et par M. Raveau, les modifications extérieures imposées au système sont toujours *linéaires* par rapport aux  $\psi$  ; le plus souvent on se contente d'imposer des valeurs fixées à l'avance à quelques-uns des paramètres  $\psi$  ou  $\Psi$ . Nous pouvons tout aussi bien rechercher ce qui se passe quand les contraintes extérieures imposées au système sont *du second degré*. Un cas simple où il en sera ainsi est le suivant. Supposons que nous décomposions arbitrairement l'énergie potentielle  $\Delta_2 V$  en une somme de deux termes :

$$\Delta_2 V = \Delta_2 V_1 + \Delta_2 V_2.$$

Si l'on s'assujettit à la condition :

$$(A) \quad \Delta_2 V_1 = \alpha,$$

l'équilibre privilégié sera défini par les équations (en nombre  $n$ ) :

$$(A') \quad \frac{\partial}{\partial \psi_i} [\Delta_2 V_2 + \lambda \Delta_2 V_1] = 0.$$

Ces équations, associées à (A), permettront de calculer les  $\psi_i$  et  $\lambda$ . En transposant les valeurs trouvées pour les  $\psi_i$  dans  $\Delta_2 V_2$ , cette forme prendra la valeur numérique  $\beta$ . Supposons maintenant qu'on se soit donné à l'avance la condition :

$$(B) \quad \Delta_2 V_2 = \beta,$$

---

(1) A proprement parler nous n'affirmons par ce théorème que l'existence d'un minimum relatif de  $\Delta_2 V$ .

L'équilibre privilégié correspondant à cette condition est défini par les équations (en nombre  $n$ ) :

$$(B') \quad \frac{\partial}{\partial \psi_i} [\Delta_2 V_1 + \mu \Delta_2 V_2] = 0,$$

et il est visible que le système (B) (B') est équivalent au système (A) (A'), pourvu qu'on pose :

$$\mu = \frac{1}{\lambda}.$$

L'équilibre privilégié sera donc le même que précédemment et l'on aura encore :

$$\Delta_2 V_1 = \alpha.$$

On peut donc énoncer la loi de réciprocité suivante :

Si l'on décompose d'une manière arbitraire l'énergie potentielle en une somme de deux termes, et si l'on fixe à l'avance le travail ( $\alpha$ ) qui doit être fourni par les termes de première catégorie, l'équilibre le plus stable sera atteint pour une déformation où les termes de seconde catégorie fourniront un travail  $\beta$ .

Réciproquement, si l'on fixe ( $\beta$ ), l'équilibre le plus stable sera obtenu en général pour une déformation où les termes de première catégorie fourniront le travail ( $\alpha$ ).

## V

On peut, comme l'a fait lord Rayleigh, démontrer le théorème relatif aux *forces données* en faisant intervenir, outre les déplacements que nous avons appelés *possibles*, l'ensemble des déplacements *virtuels* compatibles avec les liaisons (et qui ne correspondent plus nécessairement à des états d'*équilibre*). Il convient d'introduire alors une fonction auxiliaire  $E'$ , définie par

$$(48) \quad E' = \Psi_1 \psi'_1 + \Psi_2 \psi'_2 + \dots - V,$$

et qu'on peut regarder comme égale à l'énergie (potentielle) emmagasinée dans le système par suite des déplacements virtuels  $\psi'$ .

Dans tout état d'équilibre possible, et en particulier dans l'état d'équilibre réel, (48) s'écrit, à cause des relations (8),

$$49a) \quad E' = V' = \frac{1}{2} [\Psi_1 \psi'_1 + \Psi_2 \psi'_2 + \dots];$$

$$49b) \quad E = V = \frac{1}{2} [\Psi_1 \psi_1 + \Psi_2 \psi_2 + \dots].$$

Si maintenant nous associons à la déformation virtuelle  $\psi'$  les forces  $\Psi'$  qui la maintiendraient en équilibre, nous avons :

$$(50) \quad 2V = \Psi'_1 \psi'_1 + \Psi'_2 \psi'_2 + \dots,$$

et ceci permet d'écrire :

$$(51) \quad \begin{aligned} E - E' &= \frac{1}{2} (\Psi_1 \psi_1 + \dots) + V' - (\Psi'_1 \psi'_1 + \dots) \\ &= \frac{1}{2} \Psi_1 (\psi_1 - \psi'_1) + V' - \frac{1}{2} (\Psi'_1 \psi'_1 + \dots) \\ &= \frac{1}{2} (\Psi_1 - \Psi'_1) (\psi_1 - \psi'_1) + \dots, \end{aligned}$$

quantité essentiellement positive.

On voit donc que la fonction  $E$  est plus grande à l'état d'équilibre réel que dans tout autre état. Si on compare l'état d'équilibre réel seulement à des états d'équilibre possibles,  $E$  est identique à l'énergie potentielle  $V$  et l'on retombe sur le premier théorème de lord Rayleigh. Mais ce second mode de démonstration nous apprend de plus que l'énergie potentielle dans l'état d'équilibre réel est plus grande que l'énergie (potentielle) emmagasinée dans le système *dans tout autre déplacement virtuel*, même si celui-ci ne correspond pas à un état d'équilibre.

On déduit de là un corollaire important :

Si, à *forces données*, nous considérons un système dans l'état d'équilibre réel et que nous dénaturions ce système *de façon à diminuer son énergie potentielle*, le nouveau système va prendre une nouvelle position d'équilibre réel. *L'énergie potentielle finale sera plus grande que l'énergie potentielle initiale.*

Ce corollaire devient évident sitôt qu'on a défini le sens qu'il faut attacher à cette expression : *dénaturer un système*. Nous entendons par là modifier la constitution du système en changeant la valeur des constantes  $c_{11}$ ,  $c_{12}$ , etc., qui entrent dans l'expression de l'énergie potentielle <sup>(1)</sup>. Physiquement cette opération pourra se réaliser, par

(1) Si  $V$  est mis sous la forme canonique  $c_1 \psi_1^2 + c_2 \psi_2^2 + \dots$ , on peut dénaturer le système avec diminution d'énergie potentielle en faisant un certain nombre des  $c_i$  égaux à 0. Dans les théorèmes dynamiques correspondants de Kelvin et de Bertrand (*V. Theory of Sound*, 2<sup>e</sup> éd., p. 98), on peut dénaturer le système dans un sens qui correspond à une diminution d'inertie en faisant égales à 0 un certain nombre des masses  $m_i$  qui figurent dans l'expression de l'énergie cinétique  $\frac{1}{2} \sum m_i \dot{\psi}_i^2$ .

exemple, en coupant un ressort tendu faisant partie du système. Analytiquement elle aura pour résultat de conduire à un nouveau système dont l'énergie potentielle, à valeurs fixes des  $\psi$ , est plus petite ou plus grande que précédemment. Nous nous limitons au cas où elle est plus petite, ce que lord Rayleigh nomme *relaxation in stiffness* (relâchement dans la rigidité). Alors partant d'un état d'équilibre réel pour lequel  $V' (= E')$  a une certaine valeur, nous voyons d'après (48) qu'un relâchement dans la rigidité entraîne une augmentation de  $E'$  même si le système est supposé resté dans sa position (1). *A fortiori*  $E (= V)$  augmente-t-il lorsque le système, toujours soumis aux forces  $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n$ , passe à la position d'équilibre réel.

Inversement, un accroissement de rigidité (accroissement de  $V$  pour des valeurs fixes des  $\psi$ ) entraîne une diminution de l'énergie potentielle dans le nouvel état d'équilibre.

Les propositions correspondantes, lorsqu'on opère à *déplacements donnés*, s'établissent d'une manière semblable :

Si on dénature un système dans le sens qui correspond à une diminution de rigidité, l'énergie potentielle finale à l'état d'équilibre est *moindre* qu'à l'état initial. Elle est moindre en effet qu'elle ne le serait après la diminution de rigidité si le système était resté dans sa première position, et *a fortiori* moindre qu'à l'état d'équilibre initial.

Inversement un accroissement de rigidité entraîne un accroissement de l'énergie potentielle à déplacements donnés.

Les corollaires qui viennent d'être établis peuvent s'énoncer sous la forme suivante :

I. — Quand un système est en équilibre sous l'action de *forces données*, tout relâchement d'énergie potentielle rend le système *moins stable*.

II. — Quand un système en équilibre est assujéti à des *liaisons données*, tout relâchement d'énergie potentielle *augmente* sa stabilité.

---

(1) Qui cesse en général d'être une position d'équilibre.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

T. CLIII, n<sup>os</sup> 13, 14, 15 et 16; septembre et octobre 1911.

A. BLONDEL. — Influence de l'amortissement des ondes dans l'emploi des cadres d'orientation en radiotélégraphie. — P. 593.

Utilisation des cadres d'orientation en radiotélégraphie pour la réception des trains périodiques d'ondes amorties. — P. 661.

Théorie mathématique, appliquée en particulier à la méthode de comparaison par compensation (1).

G. REBOUL et E. GRÉGOIRE DE BOLLEMONT. — Transport de particules métalliques sous l'action de la chaleur. — P. 628.

Suite (2) de l'étude des dépôts de cuivre obtenus en chauffant ce métal vis-à-vis d'une lame d'un autre métal. La nature du métal ne joue pas un rôle essentiel; les dépôts sont plus abondants dans l'oxygène que dans l'air (ou le vide), plus abondants dans l'air que dans l'azote, dans l'azote que dans CO<sup>2</sup>. Des dépôts analogues s'observent en chauffant en présence une lame d'argent et une lame de cuivre; c'est même l'argent qui se dépose sur le cuivre.

Ces dépôts peuvent s'expliquer par l'expulsion des gaz des couches superficielles entraînant des particules métalliques.

F. CROZE. — Sur le spectre du pôle négatif de l'oxygène. — P. 664.

Historique. L'auteur a trouvé, entre les bandes connues, une bande moins réfrangible, dégradée vers le violet, présentant deux maxima principaux, à 11 composantes dont il donne les longueurs d'onde.

FÉLIX ROBIN. — Sur la hauteur du son dans les alliages et ses variations en fonction de la température. — P. 665.

Dans les aciers, le chrome élève la hauteur du son, le nickel l'abaisse.

---

(1) C. R., t. CLIII, n<sup>o</sup> 11.

(2) C. R., 20 mars 1911, t. LVII.

Cette hauteur baisse quand la température s'élève, sensiblement suivant la formule :

$$N_t = N_0 (1 - \alpha t).$$

Tableau des valeurs de  $\alpha$  pour les aciers au nickel, chrome, silicium, d'où il résulte que les diapasons pratiquement constants avec la température sont formés des alliages suivants :

Ni 44,5 0/0, Mn 2 0 0.....	de 0 à 50°
Ni 47 0/0, Cr 3 0 0.....	de 0 à 60°
Ni 42,4 0/0, Cr 1,5 0 0.....	de 0 à 100°
Ni 45 0/0, .....	de 0 à 100° et de 180° à 280°

M<sup>me</sup> E. FEYTIS. — Etude magnétique du rôle de l'eau dans la constitution de quelques hydrates solides. — P. 669.

Résultats montrant que la loi d'additivité des magnétismes ne paraît devoir être applicable que dans le cas des molécules salines de métaux fortement électropositifs, qui ne donnent pas de sels complexes. Dans le cas du sulfate de cuivre,  $\text{SO}_4\text{Cu} \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ , les quatre molécules d'eau que le sel perd à 100° se comportent au point de vue magnétique comme de l'eau juxtaposée à la molécule, tandis que la cinquième doit être considérée comme de l'eau de constitution.

G. CHARPY et S. BONNEROT. — Sur la cémentation du fer par le carbone solide. — P. 679.

Cette cémentation vers 950° est rigoureusement nulle quand on opère en l'absence de gaz susceptibles de réagir sur le carbone et le métal.

P. GAUBERT. — Sur les édifices hélicoïdaux. — P. 683.

Reproduction de ces édifices avec l'acide phtalique hydraté, l'acide malique gauche, la sulfo-urée.

CH. BOUCHARD. — Vitesse de régime des parachutes. — P. 699.

Tableau des vitesses de régime d'un parachute conique, où le rapport  $\frac{P}{3} = \frac{\text{poids de l'appareil en grammes}}{\text{projection horizontale de la surface portante en centimètres carrés}}$  variait entre 0,4 et 0,1.



Les vitesses trouvées sont inférieures à 8 mètres-seconde, limite dangereuse pour l'homme.

Peut-être la loi de résistance de l'air serait-elle :

$$R = 0,019 \frac{P}{S} V^3.$$

MARCEL BRILLOUIN. — Méthode interférentielle pour la détermination des modules de torsion des cristaux. — P. 710.

Exposé et théorie de la méthode à appliquer, méthode utilisant les franges d'interférences.

GEORGES CLAUDE. — Sur la volatilisation des électrodes dans les tubes à néon. — P. 713.

L'absorption du gaz luminescent est attribuable à la volatilisation des électrodes, dont le métal volatilisé a une action sélective d'absorption sur l'hélium contenu dans le néon ; le départ des charges électriques se fait du reste de préférence par l'intermédiaire de l'hélium.

A. ROSENSTIEHL. — L'harmonie des couleurs réalisée par l'emploi des camaïeux complémentaires (1). — P. 715.

Théorie.

JANET, F. LAPORTE et R. JOUAUST. — Détermination de la force électromotrice en valeur absolue de l'élément Weston normal. — P. 718.

Cette valeur est 1<sup>vol</sup> 01836 à 20°.

ALBERT COLSON. — Sur la théorie des solutions. — P. 719.

Théorie montrant que les faits expérimentaux ne vérifient pas l'identification  $R = \rho$  dans les formules.

$$\begin{aligned} PV &= RT && (\text{gaz parfaits}); \\ \pi V &= \rho T && (\pi = \text{pression osmotique}). \end{aligned}$$

(1) Voir *C. R.*, t. CLI, p. 96.

L. GAY. — Sur la tension d'expansibilité d'un fluide normal <sup>(1)</sup>. — P. 722.

**Théorie mathématique conduisant au facile calcul du covolume et de la pression interne des liquides normaux.**

CH. MOUREU et A. LEPAPE. — Dosage spectrophotométrique du xénon. Constance des rapports xénon-argon et xénon-krypton dans les mélanges gazeux naturels. — P. 740.

Mise à profit de l'augmentation d'intensité que subit la raie bleu indigo 4671,42 du xénon quand la proportion du xénon croît dans un mélange argon-xénon pour la comparaison avec des mélanges argon-xénon de composition connue. Les rapports  $\frac{\text{Xe}}{\text{Ar}}$  et  $\frac{\text{Xe}}{\text{Kr}}$  ont comme valeur moyenne 1,6 et 1,2.

DE MONTESSUS DE BALLORE. — Sur l'application de la suspension à la Cardan aux sismographes. — P. 743.

Cette suspension paraît applicable.

---

**PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;**

T. XXII ; octobre 1911.

R.-W. WOOD. — Les spectres de résonance de la vapeur d'iode et leur destruction par les gaz du groupe de l'hélium. — P. 469-482.

L'auteur rappelle les résultats obtenus précédemment <sup>(2)</sup>.

Le présent mémoire est divisé en quatre parties :

1<sup>o</sup> *Nouvelle étude des spectres de résonance de la vapeur d'iode.* —

La source lumineuse est constituée par deux grandes lampes à arc au mercure (Cooper Hewitt) enfermées dans des tubes de quartz. Grâce à ce dispositif on obtient une photographie du spectre en deux

---

<sup>(1)</sup> Voir aussi *C. R.*, t. CLIII, p. 262.

<sup>(2)</sup> Voir ce vol., p. 231 et 315.

heures, tandis que précédemment dix-huit ou vingt heures étaient nécessaires.

On utilise telle radiation excitatrice que l'on désire, en supprimant les autres au moyen d'écrans appropriés (solution d'éosine ou de chlorure de néodyme).

Des photographies jointes au mémoire donnent le spectre de résonance excité :

- a) Par la radiation totale de l'arc ;
- b) Par la raie verte ;
- c) Par les deux raies jaunes.

Un tableau donne les longueurs d'onde des raies du spectre.

Chacune des trois radiations excitatrices (raies vertes et jaunes) donne naissance à une série de raies à peu près équidistantes ; l'intervalle diminue quand la longueur d'onde augmente.

2° *Transformation des spectres de résonance par les gaz du groupe de l'hélium :*

a) Hélium (pression 10 millimètres), le spectre des bandes est très intense, le spectre de résonance très faible ;

b) Néon (pression 10 millimètres), le spectre de résonance est plus intense que pour l'hélium ;

c) Krypton ( $1^{\text{mm}},7$  de pression), l'intensité de la lumière émise est réduite à la moitié de sa valeur initiale ;

d) Xénon ( $1^{\text{mm}},5$ ), la réduction est de  $3/4$ .

3° *Polarisation de la lumière du spectre de résonance.* — Le pourcentage de polarisation est déterminé dans le cas de la vapeur d'iode excitée par de la lumière blanche polarisée par la méthode utilisée dans le cas de la vapeur de sodium (*Phil. Mag.*, 1908).

4° *Étude du spectre de résonance avec un spectroscopie à échelons.* — La largeur des raies augmente en même temps que la largeur des raies du mercure. Lorsqu'on commence à les apercevoir, leur intervalle est de l'ordre du  $1/20$  de la distance des deux raies D.

J. PRESCOTT. — Sur la rigidité de la Terre. — P. 481-506.

La masse d'un pendule simple possède un mouvement relatif par rapport à la croûte terrestre, dans le voisinage du lieu d'observation. Ce mouvement est dû à plusieurs causes dont deux sont les attractions du Soleil et de la Lune.

Si la Terre obéissait à ces attractions aussilibrement qu'un liquide,

il n'y aurait aucun mouvement relatif du pendule et de la Terre, car le fil à plomb resterait toujours normal à la surface. Si la croûte terrestre était parfaitement rigide, la direction du fil à plomb varierait, légèrement avec les positions du Soleil et de la Lune. L'extrémité du pendule tracerait sur la surface de la sphère une certaine courbe dont on peut calculer les éléments en partant des actions connues exercées par le Soleil et par la Lune. On conçoit que si l'on observe le mouvement relatif réel, il est possible d'en déduire la valeur de la rigidité moyenne de la Terre.

Comme le calcul a déjà été fait pour des sphères de densité uniforme, l'auteur suppose la densité  $\rho$  en un point situé à la distance  $r$  du centre, exprimée par la relation :

$$\rho = \left( 10 - 7,5 \frac{r^2}{a^2} \right) W,$$

ou encore par

$$\rho = \left( 14,5 - 12 \frac{r}{a} \right) W,$$

où  $W$  est la densité de l'eau et  $a$  le rayon terrestre.

Ces deux expressions donnent respectivement pour les densités moyenne et superficielle les valeurs  $5,5W$  et  $2,5W$ . Pour achever le calcul, l'auteur suppose de plus la sphère incompressible. Il compare ensuite les conclusions théoriques avec les résultats expérimentaux : la rigidité moyenne de la Terre est environ la moitié de celle du fer forgé.

La fin du mémoire est consacrée à l'étude de la variation de la rigidité avec la latitude.

JOHN R. AIREY. — Tables des fonctions  $G_n(x)$  et  $Y_n(x)$  de P. Neumann. — P. 658-663.

L'auteur donne pour  $x$  compris entre 0 et 16 les valeurs des fonctions  $G_0(x)$ ,  $G_1(x)$ ,  $Y_0(x)$  et  $Y_1(x)$ .

L'erreur est inférieure à  $10^{-7}$ .

W. PEDDIER. — Sur le problème de la répartition de l'énergie spécialement dans le cas des radiations. — P. 663-668.

Le principe de l'équipartition de l'énergie ne conduit pas toujours à des conclusions conformes aux résultats expérimentaux (1).

(1) PLANCK, *Energie et Température*; voir ce volume, p. 345.

Pour faire disparaître ce désaccord, on peut supposer soit qu'un certain nombre de degrés de liberté n'interviennent pas dans les phénomènes thermiques ordinaires, soit encore que l'état stationnaire ne peut être atteint au bout d'un temps fini (Jeans). Un autre procédé consiste à reprendre le problème et à faire de nouvelles hypothèses (Planck, Larmor) sur la nature intrinsèque de l'énergie ou de la matière.

L'auteur, dans son mémoire, traite la question d'une autre façon. Grâce à une relation qu'il suppose exister entre la température et deux coefficients qui figurent dans ses formules, il parvient à une formule qui ne diffère que légèrement de celle de Planck, mais qui peut être identifiée avec elle pour les longueurs d'onde observées. Pour les longueurs d'onde de grandeur convenable, elle se ramène à la formule de Rayleigh.

L.-R. MANLOVE. — Note complémentaire sur la méthode proposée pour une meilleure application pratique du théorème de Fourier. — P. 668.

L'auteur démontre l'exactitude d'une affirmation contenue dans une note précédente (1). AUBERT.

L.-A. THROWBRIDGE et IRVING B. CRANDALL. — Relation entre la forme des traits des réseaux et la distribution de l'énergie dans les spectres de diffraction. — P. 534-547.

Les auteurs ont étudié la forme des traits sur trois réseaux métalliques, dont deux avaient été construits par Wood et les autres par Brachett, de façon à concentrer l'énergie lumineuse dans l'un des spectres diffractés.

Ils sont arrivés à cette conclusion importante que l'énergie diffractée apparaît principalement dans la direction où elle serait normalement réfléchie par la surface du trait gravé en creux dans le métal.

A.-S. EVE. — Nombre des ions produits par les rayons  $\beta$  et les rayons  $\gamma$  du radium C. — P. 551-562.

Si une quantité  $Q$  de radium est placée à une distance  $r$  d'un électroscope, le nombre  $N'$  des ions produits par centimètre cube et par

---

(1) Voir ce vol., p. 834.

seconde par les rayons  $\gamma$  d'un curie de radium C, c'est-à-dire de la quantité de radium C qui fait équilibre à 1 gramme de radium, est donnée par la formule :

$$N' = K' \frac{9}{r^2} e^{-\mu' r},$$

$\mu'$  étant le coefficient d'absorption des rayons  $\gamma$  par l'air. La constante  $K'$  a été trouvée égale à  $3,74 \cdot 10^9$  à la pression atmosphérique, de sorte que, dans ces conditions, le nombre total des ions que les rayons  $\gamma$  ont émis par seconde pour un curie de radium C est égal à  $N' = 4,1 \times 10^{15}$ . Les nombres correspondants pour les rayons  $\beta$  sont  $K = 1,3 \times 10^{11}$  et  $N = 4,0 \times 10^{11}$ . Il résulte de ces nombres que, pour une molécule qu'elle ionise, une particule  $\beta$  en rencontre 180, si le rayon de la molécule est pris égal à  $10^{-8}$  centimètres. Une particule  $\beta$  produit 48 ions par centimètre de parcours, tandis qu'un rayon  $\gamma$  en produit seulement 1,2.

En admettant que l'ionisation mesure l'énergie dépensée, on peut calculer l'effet calorifique des rayons  $\beta$  et  $\gamma$ . Si 1 gramme de radium et ses quatre produits successifs ont un pouvoir calorifique de 110 calories par heure, la distribution de ces calories est à peu près la suivante :

rayons $\alpha$	103,5 calories
» $\beta$	2,0 »
» $\gamma$	4,5 »

Le calcul de l'énergie dépensée pour faire un ion donne  $52 \cdot 10^{-11}$  ergs.

J.-C.M. C. LENNAN et E.-N. MACALLUM. — Intensité des radiations pénétrantes émises par la Terre et radiations secondaires excitées par elle. — P. 639-646.

1. A Toronto, l'ionisation obtenue dans de l'air renfermé dans un récepteur de zinc à parois minces de 30 litres environ de capacité sur la surface du sol du terrain de l'université est plus grande d'environ 5,8 ions par centimètre cube et par seconde que celle que l'on obtient dans le même air sur la glace dans la baie de Toronto. La même différence semble s'être trouvée à Livourne en Italie et près de Cap-Town dans l'Afrique du Sud entre les lectures prises sur la mer et celles faites sur la terre avoisinante. Or Eve, Simpson et Wright ont montré que la quantité de radiation pénétrante émise

par le radium et le thorium de la mer est négligeable. Il en résulte que ces 5,8 ions représentent la moyenne de l'effet produit par les radiations pénétrantes émises par la Terre et par les rayons du type  $\beta$  qui peuvent les accompagner. Cette quantité diminue rapidement avec l'altitude.

2. Eve a montré que l'effet produit directement par les radiations pénétrantes du sol provenant de substances radioactives connues est de 1,6 ions. Il en résulte que 4,2 ions doivent être attribués à d'autres radiations. Les observations faites à Toronto mettent en évidence l'existence d'une radiation secondaire produite à la surface du sol par les radiations pénétrantes de la Terre et dont l'effet s'élève à 1,5 ion par centimètre cube et par seconde. Il reste donc 2,7 ions par centimètre cube et par seconde, qui doivent être produits par des radiations secondaires émises par les parois du récepteur.

F. CROZE.

J. FRANCK et WESTPHAL. — Sur la question de la valence dans l'ionisation des gaz (lettre aux éditeurs du *Philosophical Magazine*). — P. 547-551.

Millikan et Fletcher <sup>(1)</sup> ont conclu de leurs expériences que, dans un gaz ionisé par le radium ou les rayons de Röntgen, on ne trouve que des ions portant une charge unique soit positive, soit négative. Ce résultat est contraire aux mesures de Townsend <sup>(2)</sup> et à celles des auteurs, qui ont étudié la mobilité et la diffusion des ions.

MM. Franck et Westphal <sup>(3)</sup> ne se rallient pas à l'explication proposée par Millikan et Fletcher, qui admettent l'existence des gros ions de Langevin dans les conditions de l'expérience; dans les mesures par la méthode des gouttes d'huile, le coefficient de diffusion intervient, d'après le travail même de Millikan. Ebert <sup>(4)</sup> a montré, d'ailleurs, que l'absorption des ions est proportionnelle à la diffusion et à la mobilité. Il faut d'autre part tenir compte de l'influence de la radiation secondaire; il faudrait probablement employer une radiation homogène (Barkla et Sadler). Enfin, on sait que les particules  $\alpha$  portent une charge double, et J.-J. Thomson a trouvé des atomes et des molécules à charge double et multiple.

(1) MILLIKAN, *Phil. Mag.*, 6<sup>e</sup> série, XIX, p. 209 (1910). — MILLIKAN et FLETCHER., *ib.*, 6<sup>e</sup> série, XXI, p. 753 (1911) (ce volume, p. 595).

(2) TOWNSEND, *Proc. R. S. A.*, LXXX, p. 207 (1908).

(3) FRANCKEL et WESTPHAL, *Verh. d. D. Ph. G.*, XI, p. 146 (1909).

(4) EBERT, *Jahrb. d. Rad. u. El.*, III, p. 61 (1906).

G. OWEN. — Note sur la production de noyaux de condensation dans l'air refroidi. — P. 563.

MM. Owen et Hughes (1) ont obtenu des noyaux de condensation dans de l'air sec refroidi à  $-130^{\circ}$ ; en le faisant passer dans un appareil de Wilson, après détente (1,15), on constate l'apparition d'un nuage. L'auteur a employé cette fois de l'air maintenu plusieurs semaines en contact avec de l'anhydride phosphorique. Le nouvel appareil permet de constater que l'air est parfaitement desséché au point de vue chimique; de plus, si l'air n'est pas refroidi, il ne provoque aucune condensation dans la chambre de Wilson. Le phénomène serait dû à l'agrégation de molécules d'air.

B. BOLTWOOD et E. RUTHERFORD. — Sur la production d'hélium par le radium. — P. 586.

Après un historique complet de la question, les auteurs décrivent la méthode qui leur a servi à déterminer avec précision la quantité d'hélium émise par le radium.

Le chlorure de baryum radifère est débarrassé du radio-plomb et du polonium par précipitation par l'hydrogène sulfuré en solution acide en présence de trichlorure d'antimoine, de nitrate de plomb et de nitrate de bismuth. Après dessiccation, le sel était placé dans le tube d'expérience. On évalue la teneur en radium au moyen d'un électroscope à rayons  $\gamma$ , par comparaison avec le bromure de radium étalon du laboratoire de Manchester, avant et après les expériences.

D'après une première détermination, le volume d'hélium produit par jour par le radium contenu dans l'échantillon est  $0^{\text{mm}^3},209$ , d'après une deuxième détermination  $0^{\text{mm}^3},203$ .

La quantité de radium étant 192 milligrammes, la production d'hélium par gramme de radium est donc  $0^{\text{mm}^3},107$  par jour, ou 156 millimètres cubes par an pour la quantité d'hélium totale produit par le radium en présence de ses éléments de désintégration A et C. Ce qui concorde avec le nombre 158 déduit par Rutherford et Geiger de leurs expériences sur le nombre des particules  $\alpha$ .

Les auteurs ont observé aussi la production d'hélium par du polonium et du radio-plomb.

---

(1) *Phil. Mag.*, octobre 1907, juin 1908.



J.-L. GLASSON. — Variation du pouvoir ionisant avec la vitesse des rayons cathodiques. — P. 647-656.

Pour obtenir un faisceau cathodique homogène de vitesse déterminée, l'auteur emploie un appareil semblable à celui de M. Whiddington <sup>(1)</sup> : les rayons parviennent suivant une direction diamétrale dans un solénoïde ; la déviation ayant lieu dans une section droite, on peut laisser passer à travers une ouverture du solénoïde une portion de rayons de vitesse connue d'après sa position dans le spectre magnétique. Le faisceau isolé parvient ensuite dans une cage de Faraday à faible ouverture ; en changeant le signe de la charge de la cage, on mesure le nombre de paires d'ions produits par l'ionisation de l'air (pression maxima 0<sup>mm</sup>,21).

Pour des vitesses variant de 4,08 à 6,12.10 centimètres, le nombre de paires d'ions produits par centimètre cube a varié de 2,01 à 0,99 sous 1 millimètre de mercure.

La conductibilité des gaz. — P. 657-658 (Lettre de J. TOWNSEND et réponse de SIR O. LODGE).

M. Townsend objecte à la théorie de Sir O. Lodge <sup>(2)</sup> qu'on ne rencontre de transport électrique par les particules positives que dans le cas des rayons  $\alpha$  du radium. Sir O. Lodge maintient son explication du fonctionnement des tubes-soupapes et rappelle les travaux de J.-J. Thomson sur la longueur de la luminosité au voisinage de l'anode <sup>(3)</sup>.

A. GRUMBACH.

R.-D. KLEEMAN. — L'attraction moléculaire et les propriétés de liquides. P. 566-586.

Dans une étude précédente <sup>(4)</sup>, l'auteur a montré que l'on pouvait obtenir une infinité d'équations reliant la chaleur interne d'évaporation ou la tension superficielle d'un liquide, avec sa température, sa densité et la densité de la vapeur saturée. Ces équations sont établies à l'aide de la loi d'attraction entre les molécules déduite de la tension

<sup>(1)</sup> *Proc. R. S.*, juillet 1911.

<sup>(2)</sup> Voir ce volume, p. 665.

<sup>(3)</sup> J.-J. THOMSON, *Recent Researches*, p. 118 (*Proc. R. S.*, XLIX, p. 84).

<sup>(4)</sup> Voir ce volume, p. 484.

superficielle des liquides, en donnant à la fonction arbitraire intervenant dans la loi diverses formes appropriées. En égalant les diverses expressions obtenues pour la tension superficielle de la chaleur latente, on obtient des relations intéressantes reliant les autres quantités caractéristiques des liquides. Les exemples qui sont donnés dans le mémoire précité sont étendus et développés par l'auteur dans l'étude actuelle.

H. GEIGER et A.-F. KAVARIK. — Sur le nombre relatif d'ions produits par les particules  $\beta$  de diverses substances radioactives. — P. 604.

Les expériences entreprises dans ces dernières années ont surtout eu pour but de déterminer le nombre de rayons  $\alpha$  produits dans les différentes séries radioactives et de calculer le nombre de rayons  $\alpha$  émis dans chaque transformation. Les résultats obtenus indiquent que probablement dans toute transformation liée à une émission de rayons  $\alpha$ , une particule  $\alpha$  de vitesse caractéristique est émise par l'atome en désintégration.

Nos connaissances relatives aux transformations s'accompagnant d'une émission de rayons  $\beta$  sont beaucoup moins précises. On a supposé que, dans ces transformations, les rayons  $\beta$  émis ont une vitesse caractéristique, mais de récentes expériences rendent douteuse cette hypothèse. Il est plus probable que les particules  $\beta$  émises par la même substance — au moins dans certains cas — ont des vitesses notablement différentes.

On connaît à l'heure actuelle sept transformations accompagnées d'émission de particules  $\beta$  de grande puissance de pénétration, dans presque tous les cas la désintégration semble liée à l'émission des rayons  $\beta$  mous, dont la vitesse dépasse légèrement celle des rayons cathodiques durs.

On ne sait que peu de choses sur le nombre des particules  $\beta$  issues de l'atome en désintégration. Les déterminations de la charge qui renseigneraient à ce sujet n'ont été faites que dans le cas du radium, et il semble difficile, tout au moins à l'heure actuelle, de réaliser des expériences semblables avec les autres substances radioactives que l'on ne possède qu'en très faible quantité.

Les auteurs ont essayé de résoudre le problème par d'autres considérations. En supposant que l'ionisation produite par les rayons  $\beta$  ne dépende que très peu de leur vitesse, on peut déterminer le nombre

relatif de particules  $\beta$  émises par les diverses substances en mesurant l'ionisation qu'elles produisent. Considérons une émission de rayons  $\beta$  en équilibre radioactif avec une production de rayons  $\alpha$ . Dans ce cas, le nombre de particules  $\alpha$  émises est égal au nombre d'atomes rompus dans la substance donnant les rayons  $\beta$ . En mesurant l'ionisation due aux rayons  $\beta$  et en la divisant par le nombre de particules  $\alpha$  émises par la substance en équilibre, on obtient l'ionisation due aux particules  $\beta$  émises par un atome en désintégration.

Les résultats peuvent se traduire en supposant que l'actinium C, le thorium C, le radium B et peut-être aussi le radium C, émettent deux particules  $\beta$  ou sont constitués par deux produits successifs émettant des rayons analogues. Avec cette hypothèse, le nombre d'ions produits par une particule  $\beta$  de grande vitesse, par centimètre de parcours dans l'air, est de 67.

H. GEIGER et G.-M. MUTTALL. — La portée des particules  $\alpha$  de diverses substances radioactives, et la relation entre la portée et la période de transformation. — P. 613-621.

On sait que les particules  $\alpha$  des différentes substances radioactives sont caractérisées par leur portée, c'est-à-dire par la distance qu'elles peuvent traverser, par exemple, dans l'air à la pression atmosphérique. Brahgs, le premier, signala cette particularité et la mesura. Le dispositif employé consistait en une série de tubes parallèles placés directement au-dessus de la substance active et délimitant ainsi des rayons  $\alpha$  dont les chemins étaient sensiblement parallèles. L'ionisation produite par ces rayons était mesurée à différentes distances et la distance pour laquelle l'ionisation disparaissait était prise comme valeur de la portée des particules  $\alpha$ .

Rutherford a montré qu'à la distance de la source pour laquelle les particules  $\alpha$  n'ionisent plus l'air, elles ne produisent plus la scintillation. On a donc par là un nouveau moyen de déterminer la portée, et Hahn, en particulier, l'a expérimenté. Mais les résultats obtenus sont un peu plus faibles que par la méthode précédente.

Les auteurs ont employé une méthode qui s'applique particulièrement bien aux substances de faible activité. L'appareil est constitué par un grand ballon de verre argenté intérieurement et relié à une batterie de 700 volts environ. Au centre du ballon, on dispose la substance à étudier sur une petite lame métallique reliée à l'électro-

mètre. Si on diminue la pression à l'intérieur du ballon, l'ionisation produite par les particules  $\alpha$  restera constante tant que leur portée ne sera pas égale au rayon du ballon. Aussitôt que la pression tombe au-dessous de la valeur correspondante, le courant d'ionisation décroît. Connaissant cette pression critique et le rayon du ballon, on déduit facilement la portée des particules  $\alpha$ .

Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau qui accompagne le mémoire.

Rutherford a montré, en 1907, qu'il existe peut-être une relation entre la portée des rayons  $\alpha$  et la période de transformation de la substance.

Les auteurs ont porté sur deux axes de coordonnées les logarithmes des portées et les logarithmes des constantes de transformation. Les courbes obtenues sont des droites, en particulier pour la série uranium-radium, de sorte qu'il semble que l'on puisse espérer trouver une formule simple reliant ces deux quantités.

E. RUTHERFORD et H. GEIGER. — Transformation et nomenclature des émanations radioactives. — P. 621-629.

Dans un récent mémoire (1), Geiger a montré que l'émanation de l'actinium contient un produit se transformant très rapidement, émettant des rayons  $\alpha$  dont le parcours est de  $6^{\text{cm}},5$  tandis que celui des rayons  $\alpha$  dus à l'émanation même n'est que de  $3^{\text{cm}},7$ . De même Geiger et Marsden ont trouvé que l'émanation du thorium émettait deux particules  $\alpha$ . Ces produits se transforment très rapidement, ce qui a nécessité l'emploi de méthodes de mesures nouvelles, en particulier celle de Moseley et Kajan (voir l'analyse de leur mémoire plus loin). Les dernières périodes de transformation sont pour le produit de l'actinium de 0,002 seconde et de 0,14 pour celui du thorium.

On peut mettre facilement en évidence la présence de ces émanations dont l'existence rend compte des phénomènes signalés il y a quelques années par Giesel.

L'existence de deux produits éphémères de transformations de l'émanation du thorium et de l'actinium conduit à modifier la nomenclature adoptée pour leur donner un nom et spécifier leur place dans la série radioactive. Ces produits semblent d'ailleurs ne pas exister à l'état gazeux, mais se comportent comme des solides.

---

(1) Voir ce volume, p. 672.

Dans un tableau, qui figure dans le mémoire, les auteurs indiquent la nouvelle nomenclature qu'ils proposent.

G.-J. MOSELEY et K. FAJANS. — Produits radioactifs de courte vie.  
P. 629-638.

Les méthodes ordinairement employées pour déterminer les propriétés des substances radioactives ne sont pas applicables aux produits de vie très courte. La plus petite période jusqu'à présent mesurée, celle de l'émanation de l'actinium, égale à 3,9 secondes, l'avait été au moyen de la méthode du flux constant.

L'émanation produite d'une façon constante par l'actinium était entraînée par un courant d'air dans un tube, et l'on déduisait la durée de transformation de la concentration de l'émanation en divers points du tube.

Les auteurs ont utilisé le fait que le résidu, après expulsion d'une particule  $\alpha$ , est chargé positivement et sera par suite attiré par un plateau chargé négativement. En employant un disque en rotation comme plateau négatif, le produit séparé était rapidement amené dans l'appareil servant à mesurer sa radiation.

La période est déduite de la perte d'activité du plateau pendant le temps mis pour passer de l'un à l'autre des deux appareils de mesure.

Le disque employé était celui qui servait à Schuster et Hemsabch pour l'étude de l'étincelle électrique, la vitesse périphérique pouvait atteindre 160 mètres par seconde. Par ce dispositif les auteurs ont trouvé que l'émanation de l'actinium donne un produit solide émettant des particules  $\alpha$ , la première période de transformation étant de 0,002 seconde; pour le thorium, le produit semblable émis a une période de 0,14 seconde.

H. VIGNERON.

---

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXXV, n° 10 ; 1911.

CLEMENS SCHAEFER et FRITZ REICHE. — Contribution à la théorie des réseaux de diffraction. — P. 817-859.

La théorie des réseaux de diffraction de Fraunhofer a été jusqu'à présent traitée à partir du principe d'Huygens-Fresnel, sous sa

première forme, ou **sous la forme** que Kirchhoff lui a donnée par la suite (1). Les auteurs du **présent travail** essayent, à la suite notamment de K. Schwarzschild (1902) (2), de **tenir compte** de la nature des traits du réseau qui ne peuvent être **complètement opaques**. Ils admettent d'ailleurs pour simplifier :

1° Que la constante du réseau est grande par rapport à la longueur d'onde de la lumière incidente ;

2° Que le point d'observation est situé très loin du réseau.

Ceci posé, ils traitent, dans deux parties, deux cas complètement différents :

I. — Le réseau est supposé illimité et par suite frappé par un faisceau indéfini de rayons lumineux ; il faut alors considérer les traits soit comme des diélectriques, soit comme des métaux de conductivité électrique finie ou infinie.

II. — Le réseau est limité par un corps opaque, et il faut prendre comme système diffringent l'ensemble du réseau et de l'écran qui l'entoure. En particulier, lorsque le nombre des traits du réseau augmente et devient très grand, on se rapproche des résultats de la théorie élémentaire et on montre facilement que la position des maximums principaux de la figure de diffraction ne dépend pas, dans ce cas, de la matière qui constitue le réseau.

A. EINSTEIN. — Au sujet de l'influence des forces de gravitation sur la propagation de la lumière. — P. 898-908.

A. Einstein reprend le problème qu'il avait ébauché, il y a trois ans (3), d'une part, parce qu'il n'est plus satisfait de la façon dont il a traité la question, mais surtout parce que ces considérations peuvent trouver une preuve expérimentale directe : le calcul montre en effet que la position apparente d'une étoile fixe peut varier d'une seconde d'arc, lorsqu'elle nous apparaît au voisinage du Soleil ; ce phénomène *doit* être attribué à l'influence du champ de gravitation du Soleil sur le rayon lumineux émis par l'étoile.

Pour simplifier le problème, Einstein part du champ de gravitation entendu au sens de Newton. La théorie de la relativité a montré que la masse *d'inertie* d'un corps croît avec l'énergie qu'il possède ; si

(1) Voir *Précis d'optique*, d'après Drude, t. I, p. 243 (Paris, Gauthier-Villars, 1911).

(2) *Math. Ann.*, CV, p. 177.

(3) *Jahrbuch für Radioaktivität und Elektronik* (IV, p. 4).

l'énergie subit un accroissement  $E$ , la masse d'inertie augmente de  $\frac{E}{c^2}$ , où  $c = 3 \times 10^{10}$  C. G. S. est la vitesse de la lumière dans le vide. **En est-il** de même pour la masse d'attraction ? Une discussion serrée d'Einstein, basée sur des hypothèses très vraisemblables, permet de conclure qu'il en est bien réellement ainsi.

Ceci posé, on arrive à prouver que la fréquence de la lumière, supposée égale à  $\nu_0$  sans champ de gravitation, devient égale à  $\nu$  en un endroit où le potentiel de gravitation est représenté par  $\Phi$ , et ces grandeurs sont reliées entre elles par l'égalité :

$$\nu = \nu_0 \left( 1 + \frac{\Phi}{c^2} \right).$$

Il s'ensuit en particulier que les raies spectrales de la lumière solaire doivent être déplacées vers le rouge par rapport aux raies correspondantes des sources terrestres d'une quantité :

$$\frac{\nu_0 - \nu}{\nu_0} = - \frac{\Phi}{c^2} = 2 \times 10^{-6}.$$

Un tel déplacement a bien été observé par L.-F. Jewell <sup>(1)</sup> et par Buisson et Fabry <sup>(2)</sup>, mais a été attribué à un effet de pression.

La relation, qui existe entre les fréquences, a aussi lieu pour les vitesses, et on peut écrire :

$$c = c_0 \left( 1 + \frac{\Phi}{c^2} \right).$$

En partant de cette dernière formule et en s'appuyant sur le principe d'Huygens, on peut calculer la courbure que prend un rayon lumineux dans un champ de gravitation. En particulier, un rayon lumineux passant au voisinage du Soleil subit une déviation de l'ordre de  $4 \times 10^{-6}$  radian, c'est-à-dire de 0,8 seconde d'arc.

On connaît très exactement la position apparente des étoiles en fonction du temps; d'ailleurs, ces étoiles peuvent être vues au voisinage immédiat du Soleil, pendant les éclipses totales. Einstein termine ce travail en adjurant les astronomes de s'intéresser à une question d'une si grande importance et de s'occuper de fournir une démon-

<sup>(1)</sup> *J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. VI, p. 84 (1897).

<sup>(2)</sup> *C. R.*, CXLVIII, p. 688 (1909).

tration *expérimentale* de l'influence de la gravitation sur la propagation de la lumière.

L. MANDELSTAM. — Au sujet de la théorie d'Abbe sur la formation des images par le microscope. — P. 881-897.

Abbe, dans sa théorie du microscope, a insisté sur la distinction qu'il faut établir entre des objets lumineux par eux-mêmes et des objets non lumineux ; Abbe estimait cette distinction essentielle.

A la suite de lord Rayleigh<sup>(1)</sup> l'auteur du présent mémoire montre sous quelles conditions on peut abandonner cette distinction et propose une théorie plus générale du microscope. D'ailleurs, suivant les cas, il peut être plus commode de s'appuyer sur l'une ou l'autre de ces théories ; il indique quelques exemples où sa théorie s'applique bien et décrit quelques expériences qu'il a réalisées.

Marcel BOLL.

T. XXXVI, n° 11.

RUDOLF ORTVAY. — Constante diélectrique de quelques liquides aux pressions élevées. — P. 1-24.

La constante diélectrique des liquides suivants : éther éthylique, benzol, xylol, toluol, sulfure de carbone, chloroforme, huile de paraffine, éther de pétrole, huile de ricin, a été mesurée, avec 3 décimales, jusqu'à des pressions de 500 kilogrammes par centimètre carré. Les constantes diélectriques peuvent être parfaitement représentées par des formules paraboliques telles que :

$$K_p = K_0 (1 + \alpha p + \beta p^2) \quad (\alpha > 0, \quad \beta < 0)$$

( $p$ , excès de la pression sur la pression atmosphérique).

La relation de Clausius-Mossotti :

$$\frac{K - 1}{K + 2} v = C^{\text{te}} \quad (v, \text{volume spécifique}),$$

a été contrôlé seulement pour l'éther et le benzol : dans les deux cas, le premier membre varie en sens inverse de la pression, respectivement de 1,30/0 et 1,17 0 0 dans l'intervalle étudié.

---

(1) *Scientific Papers*, IV, p. 241.



HEINRICH LÖWY. — Constante diélectrique et conductibilité des roches.  
P. 125-133.

A quel point les oscillations électriques peuvent-elles se propager dans l'intérieur de la Terre et permettre de l'explorer? Poursuivant l'étude qu'il a entreprise de ces questions, l'auteur mesure approximativement la conductibilité et la constante diélectrique pour une quarantaine de roches choisies parmi les principaux constituants de l'écorce terrestre, ainsi que la conductibilité d'une dizaine d'espèces minérales et d'une vingtaine de minerais.

Des résultats, qui se rapportent à des échantillons soigneusement desséchés, l'auteur conclut que, *dans les régions sèches*, les oscillations électriques peuvent se propager à l'intérieur de la Terre, sans extinction sensible, jusqu'à des distances variant de 10 à 10.000 kilomètres, suivant la nature des roches. Quant aux minerais, dix d'entre eux se distinguent très nettement des roches par leur conductibilité.

CH. FORTIN.

G. JAFFÉ. — Sur un cas de courant de saturation d'origine électrolytique.  
P. 25-48.

Les solutions très diluées d'oléate de plomb dans l'hexane pur (concentrations de l'ordre de  $10^{-5}$  grammes par centimètre cube), soumises à diverses tensions entre deux armatures métalliques planes et parallèles, sont traversées par des courants qui ne suivent pas la loi d'Ohm. Si le courant traverse le liquide depuis peu de temps, les phénomènes sont plus ou moins irréguliers; mais, après une durée de l'ordre d'une heure, les phénomènes deviennent réguliers. Le courant augmente d'abord avec la tension, mais moins vite que ne l'exige la loi de Ohm, et la courbe qui représente le courant en fonction de la tension se confond pour les potentiels élevés avec une droite très peu inclinée sur l'axe des potentiels et coupant l'axe des courants en un point situé sur sa partie positive. Le phénomène se rapproche ainsi de celui de la conductibilité dans les gaz ionisés mais toutefois le courant n'est pas susceptible de se saturer complètement.

L'auteur admet alors que ce courant est la superposition d'un courant se comportant exactement comme celui qui traverse un gaz ionisé, et d'un courant suivant la loi d'Ohm. Par diverses considé-

rations, il est conduit à penser que le premier courant est dû au corps dissous, qui se comporterait comme une source d'ions des deux signes, à laquelle seraient applicables les lois connues des sources d'ions dans les gaz; le second courant serait dû à des impuretés qu'il est pratiquement impossible d'éliminer du solvant ou du corps dissous.

Admettant donc cette hypothèse, l'auteur est conduit à constater que la cause ionisante est en partie un effet de volume, en partie un effet de surface, sans expliquer le mécanisme de ce dernier effet.

Il en déduit la vitesse de production et de recombinaison des ions. Le premier serait proportionnel au carré de la concentration de la solution; le degré de dissociation du corps dissous serait indépendant de la concentration. Avec cette manière de voir, l'hypothèse faite par Mie, qui consiste à donner la valeur 1 à la constante de Langevin pour les liquides, se trouve vérifiée par l'expérience.

Enfin la vitesse de production des ions semble passer par un minimum à la température ordinaire à laquelle la plupart des expériences ont été poursuivies.

J. CARVALLO.

F. KOREF. — Mesure des chaleurs spécifiques à basse température avec le calorimètre de cuivre. — P. 49-73.

On sait que l'étude des chaleurs spécifiques à basse température est de la plus haute importance pour la démonstration expérimentale du principe de Nernst, d'après lequel les chaleurs spécifiques des corps solides (amorphes ou cristallisés) doivent tendre vers 0 quand la température absolue tend vers 0.

L'impossibilité de l'emploi des méthodes calorimétriques ordinaires est évidente. C'est pourquoi Nernst a créé le calorimètre à cuivre, que l'auteur a perfectionné et employé pour un grand nombre de mesures.

Le calorimètre y est constitué par un bloc de cuivre placé à l'intérieur d'un récipient de Dewar. La température est donnée par un couple thermoélectrique noyé dans le bloc de cuivre. Le tout est plongé dans un bain à température constante, généralement de neige carbonique. La valeur en eau du calorimètre était déterminée expérimentalement à l'aide d'un corps de chaleur spécifique connue à basse température (par exemple le plomb).

A l'aide de ce calorimètre, l'auteur a déterminé les chaleurs spécifiques d'un grand nombre de corps à basse température (la plus basse température était la moyenne entre celle de l'air liquide et de l'acide carbonique solide).

Le même calorimètre permet aussi de faire d'autres mesures thermochimiques. A titre d'exemple, on a déterminé la chaleur de vaporisation du sulfure de carbone, qui a été trouvée de 6614 calories-grammes.

Enfin les résultats des mesures ont été discutés au point de vue des formules et des théories récentes de Nernst et de Planck-Einstein. Il est impossible de résumer ici cette discussion, pour laquelle beaucoup d'éléments manquent encore, mais il convient d'en signaler le très grand intérêt.

Ch. LEENHARDT.

R. HARTMANN-KEMPF. — Nouvelles recherches sur la loi de resonance des corps sonores accordés. — P. 74-90.

Ces très intéressantes expériences se rattachent aux anciens travaux de l'auteur sur la résonance des anches libres employées dans les fréquencesmètres <sup>(1)</sup>. Leur publication a simplement pour but de provoquer de nouvelles recherches sur les phénomènes de résonance des corps élastiques, et en particulier des systèmes couplés, où deux ou plusieurs systèmes peuvent s'influencer mutuellement.

L'auteur a étudié : 1° l'influence de l'intensité d'excitation et de l'amortissement sur le maximum de résonance d'une lame élastique vibrant librement ; 2° l'influence mutuelle qu'exercent les unes sur les autres des anches accordées à des fréquences très voisines, et montées *en peigne* comme dans les fréquencesmètres.

Les conclusions les plus importantes au point de vue pratique paraissent être les suivantes : L'influence mutuelle des deux anches de fréquences très voisines est d'autant moindre qu'elles sont moins capables d'ébranler leur support, c'est-à-dire qu'elles sont plus faibles. On ne peut accorder exactement une lame que dans deux cas : la communication d'énergie aux corps environnants est compensée par une autre lame à peu près en opposition de phase avec elle (par exemple fixée en face d'elle, sur le même support) ; le support est assez massif pour que la lame ne puisse pas les mettre en vibration.

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. III, p. 709 (1904).

La courbe de résonance (intensité des vibrations de résonance en fonction de la fréquence de l'excitation) est tout à fait symétrique si l'on peut empêcher la mise en vibration des lames voisines. La lame voisine de fréquence plus élevée paraît produire une perturbation profonde; celle de fréquence moindre élargit seulement le maximum de résonance. Dans un système de quatre lames accordées à 49,5; 50; 50; 50,5, les lames extrêmes n'ont exercé aucune influence sur la vibration des deux lames moyennes.

P. LUGOL.

F. LUNKENHEIMER. — Sur les rapports des intensités des raies de l'hydrogène, dans le spectre des rayons-canaux. — P. 134-152.

D'après Stark <sup>(1)</sup>, lorsque la vitesse des porteurs de séries augmente, l'accroissement relatif de l'intensité des raies est le plus considérable pour des longueurs d'onde de plus en plus courtes. Ce résultat est contredit par les expériences de Paschen. Lunkenheimer a tenté d'élucider la question par l'étude des raies  $H_{\alpha}$  et  $H_{\beta}$ . Il conclut de ses observations photométriques et photographiques que, dans les limites des erreurs d'expérience, le rapport des intensités est indépendant de la vitesse des porteurs. Par contre, il est vraisemblable que ce rapport dépend de la pression du gaz dans le tube producteur des rayons-canaux.

G. LEIMBACH. —  $p$  varie-t-il avec  $\lambda$ ? Remarque relative au travail de J. Stark sur « la loi du noircissement par l'éclairement normal <sup>(2)</sup> ». — P. 198-202.

Il s'agit de l'exposant  $p$  de la loi de Schwarzschild, d'après laquelle les noirs d'une plaque sont égaux si

$$It^p = C^{te}$$

( $I$  représente l'intensité lumineuse agissant sur la plaque pendant le temps  $t$ ).

Pour Stark,  $p$  dépend de  $\lambda$ : suivant d'autres observateurs, parmi lesquels Leimbach,  $p$  en est indépendant. Leimbach poursuit de nouvelles expériences, susceptibles de trancher la question.

(1) J. STARK, *Ann. d. Phys.*, XXI, p. 431, 1906; XXVI, p. 918, 1908.

(2) *J. de Phys.*, voir ce vol, p. 678.

H. BAERWALD. — Réponse à la remarque de Stark sur ma communication :  
« Influence du champ magnétique sur l'effet Doppler des rayons-canaux ».  
— P. 203-206.

L'auteur ne trouve pas justifiées les critiques de J. Stark <sup>(1)</sup>.

M. BARRÉE.

A. HEURUNG. — Recherches sur les effets magnéto-optiques  
dans le chlore et l'iode. — P. 153-176.

1. L'auteur a étudié la dispersion rotatoire magnétique du chlore. Contrairement à ce qui se passe au voisinage des raies d'absorption des spectres de lignes, il n'a donné aucune variation du pouvoir rotatoire dans le domaine des bandes d'absorption.

2. Il a étudié les phénomènes magnéto-optiques dans l'iode en analysant la lumière sortant du champ magnétique, d'abord avec un spectrographe à quatre prismes, puis avec un spectrographe à échelons de grande puissance qui permettait de résoudre en raies les bandes d'absorption de l'iode et de les étudier séparément. Dans chacune de ces deux séries d'expériences on a comparé le spectre d'absorption de l'iode avec le « spectre magnétique » que l'on obtient en analysant au spectroscopie la lumière qui a traversé la cuve d'iode placée dans le champ entre deux nicols croisés et le courant électrique étant établi. Dans la première série d'expériences, on a pu constater : 1° que le « spectre magnétique » contient dans le vert des raies étrangères au spectre d'absorption ; 2° que celui-ci ne pouvait être éteint ni par une rotation de l'analyseur, ni par l'interposition d'une lame quart d'onde, de sorte qu'une petite partie seulement de la lumière est polarisée. Dans la deuxième série d'expériences, le spectre magnétique se composait de raies qui n'ont montré aucune trace sensible de polarisation.

Dans toutes ces expériences, le faisceau se propageait parallèlement aux lignes de force du champ ; si l'on fait tourner l'électro de 90°, on observe le même « spectre magnétique » que précédemment, mais beaucoup plus faible. L'auteur attribue ce phénomène à un effet Zeeman.

---

(1) *J. de Phys.*, voir ce vol., p. 688.

F. PASCHEN. — Remarques critiques sur la précision des mesures de longueurs d'onde des raies spectrales infra-rouges. — P. 191-197.

F. Biske a publié récemment <sup>(1)</sup> un mémoire sur la courbure des raies spectrales données par un réseau plan, et sur les erreurs qui résultent de là dans les mesures de longueurs d'onde. F. Paschen montre que les mesures qu'il a données de plusieurs raies infra-rouges ne sont entachées d'aucune erreur de ce fait.

D'une part, en effet, le système optique employé par Paschen était astigmaté, et la courbure provenant de l'astigmatisme était dans le dispositif employé par lui corrigée sensiblement par la courbure opposée provenant de la diffraction par le réseau. De plus, dans les mesures relatives au spectre de l'hélium, une petite portion de la fente était employée, de sorte que, grâce à l'astigmatisme particulier du système optique, l'énergie se trouvait à peu près entièrement concentrée au centre de la raie. Pour le mercure, au contraire, toute la longueur de la fente (12 millimètres) était employée. Enfin la recherche expérimentale directe des erreurs provenant de la courbure faite sur l'appareil qui a servi aux mesures de Randall montre que la raie du mercure donnée auparavant pour 10140,58 doit être réduite à 10140,10, tandis que la valeur donnée primitivement pour la raie de l'hélium, 10830,42, ne diffère pas de la valeur 10830,26 corrigée de la courbure d'une quantité supérieure à la limite des erreurs de mesure. Les longueurs d'onde rapportées à Hg 10140,548 doivent donc être multipliées par le facteur  $\frac{10140,10}{10140,58}$ , tandis que celles qui sont rapportées à He 10830,42 n'ont besoin d'aucune correction.

F. CROZE.

HERMANN WOLFF. — Sur les effets volumétriques dans les phénomènes de dissolution. — P. 177-182.

L'auteur développe des considérations ayant pour objet la détermination de la variation de l'énergie libre par la dissolution d'un liquide ou d'un solide dans un liquide, sans négliger les volumes des composants vis-à-vis de ceux des vapeurs, non plus que les contrac-

(1) Voir ce vol., p. 508.

tions ou dilatations qui peuvent résulter du mélange effectué isothermiquement. Il prend, pour fixer les idées, le mélange de l'eau à l'alcool ; soient :  $v_1$  le volume de l'eau et  $w_1$  celui de l'alcool à mélanger à  $T^\circ$ , contenant respectivement  $m$  molécules d'eau et  $n$  molécules d'alcool ;  $\mathcal{R}$  le volume du mélange liquide ;  $V_0$  et  $W_0$  les volumes des composants à l'état gazeux mesurés sous les pressions  $p_0$  et  $q_0$ , qui sont les tensions maxima à  $T^\circ$  des deux corps séparés ;  $p$  et  $q$  les pressions partielles dans le mélange gazeux au-dessus de  $\mathcal{R}$ ,  $V$  et  $W$  étant les volumes correspondants des deux vapeurs sous ces pressions ;  $v'_0, w'_0, V'_1, W'_0, V', W'$  étant les données relatives à la molécule-gramme. Pour déterminer le travail produit par le mélange, on suppose le processus suivant :

1° Vaporisation des composants, ce qui produit les travaux :

$$(I) \quad mp_0 (V'_0 - V_0) \quad \text{et} \quad nq_0 (W'_0 - W_0) ;$$

2° Dilatation jusqu'à ce que les tensions deviennent  $p$  et  $q$  ; les travaux sont :

$$(II) \quad mRT \log_n \frac{p_0}{p} \quad \text{et} \quad nRT \log_n \frac{q_0}{q} ;$$

3° Du mélange liquide étant supposé dans un tube en U et les deux surfaces étant recouvertes de membranes semi-perméables, l'une pour la vapeur d'eau, l'autre pour la vapeur d'alcool, on fait arriver l'une des vapeurs dans une branche, et l'autre dans l'autre branche, puis on abaisse les pistons, on ramène à l'état liquide, on calcule facilement que le travail de compression est :

$$(III) \quad pV'm + qW'n - \frac{pq(m+n)}{mq+np} \mathcal{R}.$$

Le travail total est ainsi :

$$(1) \quad A = -H = RT \left( m \log_n \frac{p_0}{p} + n \log_n \frac{q_0}{q} \right) - mp_0 V'_0 \\ - nq_0 W'_0 + \frac{pq(m+n)}{mq+np} \mathcal{R},$$

car  $pV' = p_0 V'_0$ ,  $qW' = q_0 W'_0$ .

Les dérivées partielles de la diminution de l'énergie libre  $-H$  par rapport à  $m$  et  $n$ ,

$$\frac{\partial H}{\partial m}, \quad - \frac{\partial H}{\partial n}$$

présentent de l'intérêt, comme étant les « forces » (Helmholtz) avec lesquelles une molécule-gramme d'eau ou d'alcool est retenue par une grande quantité du mélange :

$$(1') \quad \left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial H}{\partial m} = RT \log_n \frac{p_0}{p} - p_0 v'_0 + p \frac{\partial \mathcal{R}}{\partial m} \\ \quad - RT \left( \frac{m}{p} \frac{\partial p}{\partial m} + \frac{n}{q} \frac{\partial q}{\partial m} \right) \\ \quad + \frac{(m+n) \mathcal{R}}{(mq+np)^2} \left( mq^2 \frac{\partial p}{\partial m} + np^2 \frac{\partial q}{\partial n} \right) \\ \quad + \frac{\mathcal{R} npq (p-q)}{(mq+np)^2} + \frac{np (q-p)}{mq+np} v'_0 \frac{\partial \mathcal{R}}{\partial v_0} \end{array} \right.$$

Dans le dernier terme, on a mis  $v'_0 \frac{\partial \mathcal{R}}{\partial v_0}$  au lieu de  $\frac{\partial \mathcal{R}}{\partial m}$ ;  $\frac{\partial \mathcal{R}}{\partial v_0}$  est ce que l'auteur appelle *l'effet volumétrique différentiel de la solution relatif à l'absorption de l'eau*. Selon que  $\frac{\partial \mathcal{R}}{\partial_0 v_0} \leq 1$ , l'absorption d'eau par le mélange se fait avec contraction, sans variation de volume ou avec dilatation. Pour arriver à une relation entre  $\frac{\partial \mathcal{R}}{\partial v_0}$  et les autres données effectuons le mélange en amenant par distillation le volume  $v_0$  d'eau dans le volume  $w_0$  d'alcool; le travail élémentaire correspondant à  $dm$  molécules d'eau est :

$$(V'_0 - V'_0) p_0 dm + RT \log_n \frac{p_0}{p} dm - pV dm + p d\mathcal{R},$$

d'où

$$(2') \quad -\frac{\partial H}{\partial m} = RT \log_n \frac{p_0}{p} - p_0 v'_0 + p v'_0 \frac{\partial \mathcal{R}}{\partial v_0},$$

$$(2) \quad -H = RT \int_0^m \log_n \frac{p_0}{p} dm - p_0 v_0 + \int_0^{\mathcal{R}-w_0} p d\mathcal{R}.$$

La comparaison de (1') et (2') donne la relation cherchée :

$$(V - A\mathcal{R}) \frac{\partial m}{\partial p} + (W - B\mathcal{R}) \frac{\partial q}{\partial m} = C (q-p) v'_0 \frac{\partial \mathcal{R}}{\partial v_0} - D \frac{q-p}{m} \mathcal{R},$$

ou

$$\begin{aligned} A &= \frac{(m+n)mq^2}{(mq+np)^2}, & B &= \frac{(m+n)np^2}{(mq+np)^2}, \\ C &= \frac{np}{mq+np}, & D &= \frac{mnpq}{(mq+np)^2}. \end{aligned}$$



Négligeant les volumes des liquides vis-à-vis de ceux des vapeurs, on retrouve l'équation de Duhem :

$$V \frac{\partial p}{\partial m} + W \frac{\partial q}{\partial m} = 0.$$

$p$  et  $q$  ne dépendant que du rapport  $\frac{m}{n}$  sont des fonctions homogènes de degré zéro de  $m$  et  $n$ , et l'on a :

$$m \frac{\partial p}{\partial m} + n \frac{\partial p}{\partial n} = 0, \quad m \frac{\partial q}{\partial m} + n \frac{\partial q}{\partial n} = 0,$$

ou bien

$$v_0 \frac{\partial p}{\partial v_0} + W_0 \frac{\partial p}{\partial W_0} = 0, \quad v_0 \frac{\partial q}{\partial v_0} + W_0 \frac{\partial q}{\partial W_0} = 0,$$

$\mathcal{R}$  est une fonction homogène du premier degré de  $v_0$  et  $w_0$ , donc

$$v_0 \frac{\partial \mathcal{R}}{\partial v_0} + W_0 \frac{\partial \mathcal{R}}{\partial W_0} = \mathcal{R}.$$

La vérification de l'équation obtenue exige la connaissance des pressions partielles des composantes pour des mélanges variables et des densités de ces mélanges. C'est pour les mélanges eau-alcool, eau-acide chlorhydrique et eau-ammoniaque que nous possédons les données les plus nombreuses, mais bien insuffisantes. En particulier pour le mélange eau-alcool, nous connaissons bien les densités, mais nous avons encore trop peu de données sur les tensions ; des déterminations plus complètes sont désirables.

A. CORVISY.

G. SZIVESSY. — Sur l'effet Volta chez les cristaux. — P. 183-186.

La différence de potentiel au contact d'un cristal conducteur et d'une solution saline, varie-t-elle suivant la nature de la face par laquelle s'établit le contact ? Pour répondre à cette question, l'auteur a mesuré la force électromotrice de chaînes du type :

cristal hématite | solution de  $\text{SO}^4\text{Zn}$  | Zn

Les résultats obtenus sont indépendants de la nature (perpendiculaire ou parallèle à l'axe cristallographique) de la face du cristal qui touche le liquide.

J. GUYOT.

A. PFLUGER. — L'arc électrique est-il assimilable à une grêle de projectiles ou à un courant d'eau ? — P. 187-190.

Cette question a été posée par Levi-Civita. Elle est l'équivalent de la question suivante :

Dans la décharge à travers un gaz, les porteurs d'électricité sont-ils assez éloignés pour ne pas réagir mutuellement les uns sur les autres ou au contraire s'influencent-ils réciproquement ?

La déviation du rayonnement par le champ magnétique, indépendante de l'intensité du courant dans le premier cas, lui est inversement proportionnelle dans le second cas.

C'est ce que l'auteur a cherché à vérifier dans des expériences sur l'arc au mercure. On trouve bien que les déviations produites par un champ magnétique varient très peu avec l'intensité du courant ; mais on ne peut, comme le fait remarquer l'auteur, tirer de ces résultats une réponse à la question de Levi-Civita, car cette indépendance de la déviation et du courant peut être due au frottement des porteurs électriques dans la vapeur de mercure.

R. JOUAUST.

J.-H. VINCENT. — Expériences électriques avec du mercure contenu dans des tubes. — P. 506-533.

Dans la première partie de ce travail, l'auteur étudie au miroir tournant les aspects présentés par l'arc au mercure produit dans des circonstances parfaitement déterminées. L'appareil se compose de flacons de Woolf à tubulure latérale, bouchés par un bouchon, où passe un tube de quartz, le tube et les bouteilles contiennent du mercure ; est-il possible dans ces conditions de produire un arc de longueur périodiquement variable ? Les phénomènes peuvent être photographiés, à l'aide d'un appareil muni d'une plaque sensible mobile.

Le premier effet observé est l'effet « collier ». On observe sur la plaque une série de renflements lumineux de forme ovale, reliés les uns aux autres de façon continue par des pédoncules. Leur longueur ainsi que leur hauteur dépendent de la résistance extérieure intercalée ; si cette dernière est trop faible, le phénomène semble discontinu ; si elle est trop forte, les renflements sont très allongés et l'arc s'é-

teint. En traçant des courbes reliant la force électromotrice appliquée et la résistance extérieure, on obtient des régions entre lesquelles le phénomène est possible. La fréquence dépend non seulement de la force électromotrice et de la résistance, mais encore de la longueur du tube et de la pression moyenne.

Au-dessous de cette zone citée plus haut, la période de luminosité n'est une fonction que de plus en plus faible de la fréquence, à mesure que l'on diminue la résistance extérieure; l'aspect de la décharge est celui d'un « éventail » avec une pression de 29 centimètres, les arcs sont irréguliers comme dimension et périodicité; si la pression augmente, la période de luminosité augmente relativement à la période totale, et on finit par observer des interruptions dans le « collier ». Au-dessus de 29 centimètres, l'arc intermittent tend à devenir continu. En introduisant une self, la période subit une influence marquée. Il y a des cas où « l'éventail » n'est pas dû aux contacts ou aux retraits des deux moitiés de la colonne mercurielle.

En augmentant le frottement opposé au mouvement du mercure dans le tube, il est possible d'avoir un arc continu, à des pressions voisines de la pression atmosphérique. C'est le principe de la lampe Kent-Nacell. Dans ce cas, avec un arc de longueur constante, on observe au miroir tournant un ruban lumineux. Quand ce « ruban » se rompt, le « collier » peut apparaître, ce qui est dû à l'échauffement du tube. Avec des forces électromotrices élevées (transformateur bobine) et en chauffant le tube de quartz, le « ruban » est traversé de lignes obscures, et de stries quand on utilise une dynamo. Ces stries sont dues aux variations de la force électromotrice.

Quand on coupe le courant, dans le cas de l'arc continu, la lumière ne s'éteint pas de suite, on observe une lueur verdâtre qui s'éteint au fur et à mesure que la lampe se refroidit et que les extrémités de la colonne mercurielle se rapprochent. On peut produire cette lueur en chauffant un tube de quartz monté comme ci-dessus; le gaz serait fortement conducteur.

Le quartz fondu qui a perdu sa phosphorescence, la reprend par un chauffage.

E.-D. SALLES.

## PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XII; 1911.

W. AUSTIN. — Détecteur redresseur à contact glissant (traduit de l'anglais).  
P. 867-868.

L'auteur décrit un détecteur très facile à régler et constitué par un disque de cuivre ou de nickel très bien poli animé d'un mouvement de rotation et sur lequel frotte très légèrement un fil de cuivre très mince. Par suite des petites vibrations du contact, ce dispositif ne convient que pour les étincelles à haute fréquence. Si les signaux sont assez forts, le son musical se conserve bien. L'appareil doit être monté en série sur le secondaire du dispositif de réception avec un téléphone de 600 à 1.000 ohms.

La sensibilité de ce détecteur semble être de 3 à 10 fois plus grande que celle des détecteurs ordinaires. L'action sur le téléphone semble être à peu près proportionnelle à l'intensité du courant.

Ce contact fonctionne jusqu'à un certain point comme un redresseur de courant, mais ce redressement ne se fait pas toujours dans le même sens.

W. AUSTIN. — Recherches quantitatives relatives à la télégraphie sans fil à grande distance (traduit de l'anglais). — P. 868-869.

L'auteur rend compte des mesures entreprises par le laboratoire de télégraphie sans fil de la marine des Etats-Unis, pour déterminer les lois régissant la portée des antennes. Ces expériences consistaient à mesurer, pour une intensité donnée dans l'antenne transmettrice, l'intensité du courant dans l'antenne réceptrice. Ces mesures se faisaient au moyen de couples thermo-électriques intercalés dans les antennes.

Les résultats obtenus de nuit sont très variables. Ceux au contraire obtenus dans le milieu de la journée présentent plus de régularité.

Les recherches de l'auteur l'ont conduit pour des transmissions sur mer jusqu'à des distances de 1.000 à 1.200 milles marins à la formule :

$$I_B = 4,25 \frac{I_e h_1 h_2}{\lambda d} e^{-\frac{0,0015d}{\sqrt{\lambda}}}$$

$I_r$  et  $I_e$  étant les intensités en ampères dans les antennes réceptrices et émettrices,  $h_1$ ,  $h_2$  leurs hauteurs,  $d$  leur distance,  $\lambda$  la longueur d'onde du système émetteur. Dans cette formule, les longueurs sont évaluées en kilomètres.

A. ESAU. — Influence des conditions atmosphériques sur l'amortissement des émetteurs et récepteurs en télégraphie sans fil. — P. 798-800.

L'auteur a étudié par un procédé qui sera décrit d'autre part l'influence des conditions atmosphériques sur l'amortissement des antennes. Le coefficient d'amortissement d'un aérien couvert de gelée ou de glace peut tripler, la pluie le double, une neige peu intense l'augmente de 50 0/0. Les expériences de l'auteur lui ont montré que le rôle de la pluie n'était pas dû à une diminution de l'isolement de l'aérien.

Outre cette influence sur l'amortissement, les manifestations atmosphériques citées ont pour effet de faire varier la capacité de l'antenne, par suite de désaccorder les circuits primaires et secondaires et de diminuer d'environ 5 0/0 l'énergie mise en jeu dans l'antenne. Le brouillard semble avoir peu d'action.

Des variations de 8 à 20 0/0 dans le coefficient d'amortissement peuvent se produire suivant l'état électrique de l'atmosphère. Pour évaluer cet état, l'auteur comptait le nombre de craquements perçus pendant cinq minutes dans un téléphone placé en dérivation sur un détecteur électrolytique intercalé dans l'antenne. L'auteur a également cherché comment les conditions atmosphériques influent sur la production des parasites : ils sont d'autant plus nombreux que l'air est plus transparent, plus sec, qu'il y a plus de cumulus. Il y a peu de parasites, lorsque le temps est nuageux, lorsqu'il y a du brouillard. Les parasites sont moins nombreux en hiver qu'en été. Dans cette dernière saison, ils se produisent surtout en juin et en août; en hiver, c'est au mois de décembre qu'il y en a le plus.

Le retour de ces phénomènes semble du reste présenter une certaine périodicité journalière et annuelle. R. JOUAST.

L.-W. Mc. KEEHAN. — La vitesse limite de chute de petites boules dans l'air sous pression réduite. — P. 707-721.

Stokes a montré que la vitesse limite de chute d'une sphère de

rayon  $a$ , dans un fluide dont  $\mu$  est le coefficient de frottement intérieur, est :

$$v = \frac{2}{9} \frac{ga^2(\sigma - \rho)}{\mu},$$

$\sigma$  et  $\rho$  étant les densités de la sphère et du fluide. Ceci sous les conditions qu'il n'intervienne aucune autre résistance que celle due au frottement intérieur du fluide, c'est-à-dire que le rayon de la sphère soit petit vis-à-vis de  $\frac{\mu}{V\rho}$ .

Mais, dans un gaz à basse pression, on constate que la vitesse réelle est toujours beaucoup plus grande que celle donnée par cette formule. Cunningham a montré que le coefficient par lequel il fallait multiplier la vitesse donnée par la formule de Stokes, pour avoir la vitesse réelle, était de la forme :

$$1 + A \frac{l}{a}$$

$l$  étant le libre parcours moyen de la molécule gazeuse, et  $A$  une constante.

Cette constante a une valeur différente, au point de vue théorique, suivant les hypothèses faites au sujet de la nature des chocs des molécules gazeuses sur la paroi de la sphère : si l'on suppose le choc élastique,  $A = 1,5$  ; si on le suppose non élastique, avec une répartition des composantes des vitesses identique que les molécules arrivent ou repartent, on a  $A = 1,2$ . Enfin, pour des chocs non élastiques et une émergence normale de toutes les molécules, on doit avoir  $A = 1,05$ .

Le mémoire décrit longuement les dispositifs expérimentaux nécessaires pour effectuer des mesures dans de bonnes conditions, et d'après les valeurs trouvées des vitesses, connaissant toutes les constantes qui figurent dans la formule, on tire la valeur de  $A$ , qui, pour une moyenne d'expériences, se trouve égale à  $1,00 \pm 3$ .

L'étroit accord de ce résultat avec la valeur théorique de  $A$  pour l'émergence normale rend vraisemblable l'hypothèse que la molécule gazeuse incidente subit, dans la couche superficielle de la sphère, une série de chocs qui ont finalement pour effet de la rejeter à peu près normalement à la surface de la sphère.

Le résultat des recherches ne permet pas de décider si cette couche se compose de molécules de même espèce que celles du reste du corps solide, ou si c'est une couche gazeuse très dense : on peut seulement

dire que les distances intermoléculaires dans cette couche sont petites vis-à-vis de ces mêmes distances dans un gaz placé dans les conditions normales de température et de pression.

Ch. LEENHARDT.

F. KAEMPF. — Sur l'absorption par fluorescence et la loi d'absorption de Lambert dans la fluorescéine. — P. 761-763.

Bien des expérimentateurs se sont occupés de mettre en évidence l'existence d'une absorption par fluorescence (Fluoreszenzabsorption), c'est-à-dire d'une augmentation du pouvoir absorbant occasionné par la fluorescence. Le cas des gaz électroluminescents a été envisagé par Pflüger (1907), puis par Ladenburg (1908).

Plusieurs physiciens ont tenté l'expérience pour les corps à proprement parler fluorescents (verre d'urane, solutions de fluorescéine, etc.), mais sans grand succès.

Seuls Burke (1906), Nichols et Merritt <sup>(1)</sup> (1906), Frances Wick <sup>(2)</sup> (1907) crurent constater un effet positif.

L'auteur conteste les conclusions de ces derniers auteurs et aboutit au résultat suivant :

Il existe pour la fluorescéine, ou bien une divergence avec la loi d'absorption de Lambert (loi exponentielle de l'absorption en fonction de l'épaisseur), ou une absorption par fluorescence qui peut être de l'ordre de 5 0/0.

Marcel BOLL.

FR. HAUSER. — Recherches sur les résistances de Bronson. — P. 785-791.

Étude des condensateurs, dont une électrode est recouverte d'une préparation radioactive, et qui sont utilisés pour la mesure des courants d'ionisation par la méthode de déviation constante de Bronson <sup>(3)</sup>.

Hauser a fait ses expériences avec des condensateurs de formes variées, en particulier avec une résistance sphérique contenant de l'air ou CO<sup>2</sup>, sec ou humide. Il a étudié la variation de la résistance de ces condensateurs en fonction de la pression et de la différence de potentiel.

Pour les résistances sphériques seulement, il existe une valeur de

<sup>(1)</sup> *Phys. Rev.*, XIV, p. 396.

<sup>(2)</sup> *Physik. Zeitschr.*, VIII, p. 692.

<sup>(3)</sup> *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. IV, p. 574 (1905).

la pression, dépendant de la nature du gaz, mais non de son état hygrométrique, pour laquelle la résistance est indépendante du voltage : la résistance de Bronson se comporte alors comme une résistance ohmique.

R. GANS. — Remarques relatives aux recherches de MM. W. Kaufmann et W. Meier sur « les propriétés magnétiques du fer électrolytique ». — P. 811-812.

Comparaison quantitative de la théorie de Gans et des résultats expérimentaux de Kaufmann et Meier <sup>(1)</sup>. L'auteur suppose le fer électrolytique constitué de complexes élémentaires nombreux, sensiblement sphériques, et déduit, des expériences de Kaufmann et Meier, à l'aide de sa théorie, le moment magnétique d'une molécule et le nombre d'atomes contenus dans un atome-gramme de fer. Les valeurs obtenues diffèrent très notablement de celles de M. Weiss et de M. J. Perrin.

R. SEELIGER. — Sur l'ionisation par les rayons-canaux. — P. 839-842.  
(Communication préliminaire.)

L'auteur détermine : 1° le nombre d'ions que forme le rayonnement par unité de temps et par unité de longueur ; 2° le nombre de particules du faisceau de rayons-canaux, au même moment. Pour cette dernière mesure, il emploie avantageusement un petit cylindre de Faraday. La première détermination se ramène à la mesure d'un courant de saturation entre les deux plateaux d'un petit condensateur. Ce courant est difficile à obtenir dans une région où la pression est extrêmement faible ; on l'atteint lorsque la distance des plateaux est plus petite que le libre parcours moyen des ions (distance des plateaux : 3 millimètres ; longueur : 3 centimètres). Le faisceau de rayons-canaux est fortement diaphragmé en avant du condensateur, afin qu'il ne tombe pas en partie sur les plateaux ; on évite ainsi l'ionisation du gaz par des rayonnements secondaires notables.

Les mesures sont concordantes si elles sont rapprochées, mais elles présentent de grands écarts si elles sont faites à quelques jours d'intervalle ; il ne s'agit pas d'une altération du gaz, mais probablement d'une modification de la surface de la cathode. Dans les limites des expériences, l'ionisation est proportionnelle à la pression et paraît indépendante de la vitesse des particules. M. BARRÉE.

---

(1) *J. de Phys.*, ce vol., p. 706.



G. LEIMBACH. — Sur une nouvelle méthode d'affaiblir l'intensité des rayons calorifiques nuisibles dans les appareils de projection. — P. 791-798.

Schultze, puis Liesegang avaient remarqué que si, dans un appareil de projection, on dispose entre le condenseur et l'objet ou entre les lentilles du condenseur une toile métallique, l'intensité des rayons calorifiques est beaucoup plus diminuée que celle des rayons proprement lumineux. L'auteur montre que ce fait provient d'un phénomène de diffraction. En effet, si l'on désigne par  $p$  le rapport de la largeur de chaque fente d'un réseau à la largeur de l'intervalle total, on sait que l'intensité des images diffractées par rapport à celle de l'image principale augmente à mesure que  $p$  diminue. D'autre part, lorsque l'intervalle du réseau décroît, la diffraction augmente plus vite pour les rayons calorifiques ; et l'auteur démontre que dans le dispositif de Liesegang, la première image diffractée, qui seule intervient, est presque complètement débarrassée des rayons calorifiques. Avec un réseau pour lequel  $p = 0,5$  le rayonnement proprement lumineux est réduit à 0,47 à partir de l'unité, tandis que le rayonnement calorifique est réduit dans une proportion beaucoup plus considérable.

La méthode de Liesegang ne peut d'ailleurs s'appliquer que lorsqu'il s'agit d'éclairer des objets assez petits, comme c'est le cas pour le cinématographe.

R.-A. HOUSTOUN. — Sur la mesure absolue des quantités de lumière. Essai de détermination d'un étalon de quantité de lumière. — P. 800-806.

Pour mesurer les quantités de lumière d'une manière absolue, l'auteur de ce mémoire (traduit de l'anglais) associe à une pile thermo-électrique un écran constitué de telle sorte qu'il arrête complètement l'infra-rouge et l'ultra-violet, en laissant passer les radiations visibles précisément dans la mesure de la sensibilité d'un œil normal pour chacune des couleurs auxquelles elles correspondent. Cet écran est composé de deux cuves dont l'une, de 1 centimètre d'épaisseur, contient du bichromate de potasse à la concentration de 0,0025 molécule-gramme par litre pour arrêter l'ultra-violet, et l'autre de 3 centimètres d'épaisseur contient du sulfate de cuivre à la concentration de 0,2 molécule-gramme par litre pour arrêter l'infra-rouge.

Les indications de la pile étant alors proportionnelles aux quantités de lumière, il sera possible de définir une unité de quantité de lumière. Ce serait la quantité de lumière d'une source dont l'intensité totale du rayonnement après la traversée d'un filtre idéal et à une distance optique de 1 mètre serait égale à un nombre fixé d'avance d'ergs par centimètre carré et parseconde. Le filtre idéal serait celui qui aurait la même absorption que les solutions du bichromate de potasse et de sulfate de cuivre aux concentrations et sous les épaisseurs indiquées, et où il n'y aurait pas à tenir compte des pertes de lumière par absorption ou réflexion sur les parois de la cuve.

F. CROZE.

H. VON HARTENBERG. — Contribution à l'étude des liquides cristallins.  
P. 837-839.

Ce mémoire a pour objet de montrer que le parazoxyanisole et le parazoxyphénol à l'état trouble se comportent dans un champ magnétique comme des cristaux uniaxes ; il s'ensuit que l'expérience cruciale de W. Nernst (1910) <sup>(1)</sup> fournit une justification de la théorie proposée par E. Bose (1909-1911) <sup>(2)</sup>. En outre, le point d'éclaircissement ne subit aucun déplacement sous l'influence du champ magnétique, et ce résultat est parfaitement d'accord avec les considérations théoriques de Bose.

MARCEL BOLL.

GEORG BERNDT. — Mesure de l'ionisation sur l'océan Atlantique.  
P. 857-865.

Une série d'observations faites régulièrement trois fois par jour à huit heures du matin, deux heures et huit heures du soir, du 7 au 23 mars 1911, à bord d'un paquebot, entre les îles Madère et Montevideo, publiées *in extenso*, et comprenant, outre la mesure de l'ionisation de l'air, la détermination de la valeur relative du potentiel, a permis à l'auteur de vérifier que l'ionisation décroît à mesure qu'on s'éloigne des côtes, particulièrement lorsqu'on reste sous l'influence des vents de terre. Les valeurs moyennes des charges par mètre cube sont tout à fait d'accord avec celles qu'avaient trouvées, égale-

<sup>(1)</sup> *Zeitschr. f. Elektrochemie*, XVI, p. 702.

<sup>(2)</sup> *Physik. Zeitschr.*, X, p. 230, et XII, p. 60. Voir ce volume, p. 329.

ment sur l'océan Atlantique, MM. Boltzmann en 1904 et Eve en 1905. L'auteur indique le sens des variations correspondantes de l'ionisation, du potentiel et des principaux éléments météorologiques. Les observations, tant par l'étendue de la zone dans laquelle elles ont été faites que par leur nombre, lui paraissent apporter une confirmation certaine de la théorie d'Ebert.

CH. DUFOUR.

CARL BENEDICKS. — Dispositif pour répéter dans une salle de cours l'expérience du pendule de Foucault. — P. 865-866.

Le pendule, qui doit être absolument symétrique autour de l'axe du fil, choque à chaque oscillation contre un équipage très léger, mobile autour d'un axe placé dans la verticale du point d'attache; l'équipage glisse ainsi sur un plan de verre horizontal; il porte un miroir qui renvoie sur une échelle éloignée un pinceau lumineux.

Dimensions : diamètre de la sphère d'acier poli, 7<sup>cm</sup>,62; longueur du fil d'acier (corde de piano), 4<sup>m</sup>,6; diamètre, 0<sup>mm</sup>,1. Dans une expérience faite à Stockholm devant un auditoire, le déplacement du spot sur une échelle placée à 12<sup>m</sup>,3 a été en cinq minutes de 2 centimètres, conformément au résultat calculé d'avance.

E. WAETZMANN. — Démonstration d'ondes liquides. — P. 866-867.

Modification d'un procédé décrit par Pfund<sup>(1)</sup>. On détermine la formation des ondes en envoyant à la surface de l'eau un courant d'air ou de gaz carbonique comprimé; le tube est sectionné en un de ses points, et dans la coupure tourne un disque de carton percé d'une ou plusieurs fentes. Une source de lumière autant que possible punctiforme est placée entre le disque tournant et l'appareil soufflant, et près du tube, de façon à éclairer le liquide au moment même où le courant d'air passe. On peut facilement photographier les ondes ainsi produites par un seul tube, ou par deux tubes séparés, disposés de manière à produire des ondes capables d'interférer; le disque porte alors deux fentes à 180°; le déplacement de l'un des tubes permet de changer la phase du mouvement vibratoire correspondant.

P. LUGOL.

---

(1) *Physical Review*, t. XXXII, p. 324; 1911.

R. GANS. — Sur la loi de Biot et Savart. — P. 806-814.

Examen théorique de la validité de la loi de Biot et Savart dans le cas où le conducteur parcouru par le courant est magnétique. L'auteur part des équations de Maxwell-Hertz et arrive, pour les corps para ou diamagnétiques, à l'expression suivante de la force électromagnétique :

$$f_m = -\frac{1}{8\pi} \mathfrak{H}_1^2 \mu - \frac{1}{8\pi} \mathfrak{H}_2^2 \bar{\mu} - \frac{1}{4\pi} (\mathfrak{H}_1, \mathfrak{H}_2) \mu + [\mathfrak{D}, \mu \mathfrak{H}_1] + [\mathfrak{D}, \mu \mathfrak{H}_2],$$

$\mathfrak{H}_1$  est le champ avant que le courant passe,  $\mathfrak{H}_2$  le champ une fois le courant établi. En appliquant cette formule à une balance de Cotton, M. Gans trouve que la force est bien indépendante de la nature du conducteur. Il montre qu'il en est de même dans le cas des conducteurs ferromagnétiques et répond à certaines remarques d'Einstein.

A. GRUMBACH.

MISES. — L'appareil d'Engler pour la mesure de la fluidité. — P. 812-814.

Dans cet appareil, on compare le temps  $t'$  que met le niveau d'un liquide à baisser d'une quantité donnée par suite de son écoulement à travers un orifice étroit, au temps  $t$  que l'eau met à 20° pour baisser de la même quantité. Le rapport  $E = \frac{t'}{t}$  est pris comme mesure de la viscosité du liquide dans l'industrie.

L'auteur montre que  $E$  n'est pas proportionnel à la constante de viscosité  $Z$ , mais lui est liée par la relation empirique :

$$E = 11,58Z + \frac{0,077}{Z}$$

quand  $Z$  est grand, ou bien  $0,940 + 5,79Z + 17,8Z^2$  quand  $Z$  est petit. L'appareil n'est donc point utilisable pour des liquides dont la viscosité est inférieure à celle de l'eau à 20°.

On a intérêt à prendre comme terme de comparaison un liquide de viscosité plus grande que l'eau.

A. SÈVE.

LUDWIG GEIGER et BENO GUTENBERG. — Constitution interne du globe déduite du rapport des amplitudes des ondes longitudinales réfléchies et directes. — P. 814-818.

On peut se proposer de déduire des observations sismologiques quelques conclusions sur la constitution interne du globe. Zöpplitz,

par des considérations théoriques, a montré que l'équation qui doit relier la vitesse de propagation des ondes sismiques et la distance  $\Delta$  de la station d'observation au foyer de l'ébranlement varie peu, suivant que l'on suppose la terre homogène ou formée de couches concentriques. Mais le calcul du rapport des amplitudes des ondes longitudinales (les ondes P), arrivant à la station directement ou après une seule réflexion, le conduisit à des fonctions  $\Delta$  très différentes, suivant l'hypothèse faite sur la constitution interne du globe, et il put constater que les valeurs obtenues pour ce rapport par la discussion d'un certain nombre de mesures sismographiques sont incompatibles avec l'hypothèse d'une terre homogène, mais peuvent s'expliquer en supposant le globe formé de plusieurs couches.

La mort l'empêcha de pousser plus loin ces travaux, qui ont été repris par L. Geiger et B. Gutenberg : ils calculèrent au moyen des formules fondamentales de Wiechert sur la réflexion <sup>(1)</sup> l'angle d'incidence  $i$  des rayons d'ébranlement en fonction de la distance  $\Delta$  comptée en degrés à la surface de la Terre supposée formée de deux parties ; ceux des rayons qui pénètrent dans le noyau le traversent en ligne droite et les rayons tangents au noyau atteignent de nouveau la surface terrestre à une distance de  $48^\circ$  du foyer.

Partant de la fonction  $i(\Delta)$  ainsi obtenue, B. Gutenberg a calculé le rapport des amplitudes des ondes directes et réfléchies, et obtenu pour les amplitudes horizontales une fonction  $p\Delta$ , et pour les amplitudes verticales une fonction  $q\Delta$  d'allure peu différente. La courbe de la fonction  $p\Delta$  présente  $\Delta = 48^\circ$  et  $\Delta = 96^\circ$ .

L. Geiger a comparé les valeurs que prennent, pour les différentes valeurs de  $\Delta$ , la fonction  $p\Delta$  ainsi définie, et les rapports des amplitudes déduits de l'étude de 71 tremblements de terre enregistrés à Göttingue entre 1904 et 1911 ; la courbe expérimentale n'est pas en accord avec la courbe théorique déduite de l'hypothèse de Wiechert, elle présente au moins trois discontinuités qui correspondent aux valeurs de  $\Delta = 41^\circ$ ,  $80^\circ 1/2$  et  $76^\circ$ . Les observations font malheureusement défaut entre  $60^\circ$  et  $65^\circ$ , mais dans cet intervalle doit vraisemblablement se trouver un quatrième saut brusque. Il doit de plus en exister d'autres pour les valeurs doubles, entre  $120^\circ$  et  $130^\circ$ , et vers  $152^\circ$  ; mais la fonction n'a pas encore été étudiée pour les valeurs de  $\Delta$  supérieures à  $94^\circ$ .

---

(1) E. WIECHERT, *Ueber Erdbebenwellen* (Gott. Nachr., math. phys. Kl., 1907).

La fonction  $p$  présente donc non pas deux discontinuités, mais trois, ce qui correspondrait à quatre couches concentriques avec trois surfaces de séparation. Les auteurs ont calculé une nouvelle fonction  $p(\Delta)$  présentant trois discontinuités pour  $\Delta = 40^\circ$ ,  $\Delta = 63^\circ$  et  $\Delta = 76^\circ$ ; celle-ci représente assez bien les résultats des observations.

L'hypothèse de l'existence de trois surfaces de transition ne modifie que peu l'équation de Wiechert et Zöppritz, généralement employée pour déterminer la distance d'un foyer d'ébranlement à la station d'observation. Ces surfaces seraient situées à des profondeurs respectives de  $1194 \pm 50$ ,  $1677 \pm 100$ ,  $2436 \pm 150$  kilomètres.

L. EBLÉ.

A. RIGHI. — De l'influence du champ magnétique sur l'intensité du courant dans l'air raréfié. — P. 833.

M. Righi a établi antérieurement <sup>(1)</sup> que la transformation des rayons cathodiques en rayons magnétiques est accompagnée d'un accroissement de la différence de potentiel entre les électrodes, tandis que le phénomène inverse est accompagné d'une diminution. On définit ainsi deux valeurs critiques du champ magnétique; l'auteur a mesuré l'intensité du courant avec un galvanomètre et il a trouvé, comme il l'avait prévu, une diminution de l'intensité au premier point critique et une augmentation au second.

A. RIGHI. — Deux nouvelles expériences sur les rayons magnétiques. P. 833.

1° Une sphère de verre remplie d'un gaz raréfié est placée contre une bobine plate dont le diamètre intérieur est inférieur au sien. Quand le fil de la bobine est parcouru par les décharges d'un condensateur, on observe un anneau lumineux dans le petit cercle déterminé par la bobine (J.-J. Thomson). M. Righi produit un champ magnétique suivant l'axe de la bobine; on voit alors se former un tronc de cône creux lumineux ayant pour base l'anneau et se dirigeant vers le pôle de l'électro-aimant.

Cette lueur est due peut-être à des électrons libérés par ionisation dans la région de l'anneau.

---

(1) *Lincei Rend.* (5), XVIII, 555 (1909).

2° Le tube employé a une partie large et une partie étroite ; cette dernière contient une anode filiforme et la cathode percée et inclinée sur l'axe du tube se trouve au voisinage de la partie large où chemineront les rayons-canaux. Quand on place la partie étroite dans une bobine magnétisante, le faisceau-canal se décompose en deux ; une partie des rayons-canaux se courbe suivant les lignes de force magnétique.

Quand la cathode est normale à l'axe du tube, on n'observe rien de semblable ; cependant en recueillant les charges positives du faisceau-canal dans une cage de Faraday, on constate que la charge décroît quand le champ magnétique augmente.

M. Righi attribue aux rayons magnéto-cathodiques la structure des étoiles doubles ; ils seraient constitués par un ion positif et un électron ; le système serait stabilisé par le champ magnétique ; dans l'expérience précédente, les ions positifs entraîneraient des électrons, une fois le champ magnétique établi, ce qui expliquerait la neutralisation observée.

En second lieu, l'auteur a recueilli les charges des deux faisceaux-canaux obtenus avec la cathode inclinée qui est reliée au sol.

Le faisceau-canal primitif transporte de moins en moins d'électricité positive, à mesure qu'on fait croître le champ magnétique ; le deuxième faisceau ne transporte pas de charges appréciables.

O.-M. CORBINO. — L'étude expérimentale du phénomène de Hall et la théorie électronique des métaux. — P. 842.

L'auteur rappelle la théorie de l'effet Hall donnée par Drude et fait remarquer qu'elle ne s'applique pas aux expériences de Zahn (1) qui plongeait la plaque dans une grande masse d'eau de sorte, que la température était la même dans toute la plaque. Le coefficient « isotherme » de Hall à employer ici sera :

$$R_T = \frac{E}{\sigma}$$

( $\sigma'$ , conductibilité électrique sous l'influence du champ) avec

$$E = \frac{ev_1\sigma_1 - ev_2\sigma_2}{\sigma} (2).$$

$$\sigma_1 = e^2 N_1 v_1 \quad \sigma_2 = e^2 N_2 v_2^2 \quad \sigma = \sigma_1 + \sigma_2.$$

(1) ZAHN, *Ann. d. Ph.* (4), XXIII, 134 (1907).

(2) CORBINO, *Ph. Z.*, XII, 561 (1911). — Voir ce volume, p. 701.

L'effet Hall se trouve relié ainsi avec le moment ionistique différentiel étudié par l'auteur (1) et avec l'élévation de température transversale dans un échauffement longitudinal (effet Righi).

N. CAMPBELL. — Remarques sur le travail de M. Hauser sur la décharge spontanée du polonium. — P. 870 (1).

M. Campbell conteste l'hypothèse de M. Hauser, qui admet que le nombre de particules émises par la plaque radioactive est indépendant de l'énergie cinétique. Il attire l'attention sur le rôle possible de la réflexion des rayons  $\delta$  et sur la double interprétation possible des phénomènes d'absorption. Les deux auteurs sont d'accord sur la valeur de la vitesse des rayons secondaires, égale à celle des rayons primaires, contrairement aux résultats de Mac Lennan. M. Campbell publiera bientôt un travail plus étendu sur ce sujet.

A. GRUMBACH.

ULFILAS MEYER. — Observation à un travail de T. Krawetz intitulé « Sur une différence possible entre les spectres d'émission et d'absorption ». — P. 869-870.

Cette observation porte sur le point suivant : Les équations du mouvement des deux électrons considérés par T. Krawetz (2) conduisent bien à trouver, pour les radiations qu'ils émettent, deux périodes distinctes de vibration ; mais, comme les dimensions d'un système de deux électrons sont évidemment petites vis-à-vis de la longueur d'onde émise, ce système se comportera comme possédant une *période unique* d'émission. Le calcul, convenablement conduit, fournit la valeur de cette période, qui se confond alors avec celle du maximum de l'absorption. La loi de Kirchhoff est donc respectée.

H. LABROUSTE.

---

(1) FR. HAUSER, *Ph. Z.*, XII, p. 466 (1911). — Voir ce volume, p. 699.

(2) Cf. ce vol., p. 705.



SUR LA RATIONALITÉ DES RAPPORTS DES MOMENTS MAGNÉTIQUES  
MOLÉCULAIRES ET LE MAGNÉTON <sup>(1)</sup>;

Par M. PIERRE WEISS.

## LE MAGNÉTON

§ 10. *Sur l'insuffisance de la théorie et la nécessité de la généraliser.* — Il est très remarquable qu'à côté des confirmations très frappantes que j'ai indiquées se rencontrent certaines propriétés qu'il est impossible de mettre d'accord avec la théorie dans sa forme actuelle. La plus marquée de ces divergences est donnée par la variation de l'aimantation à saturation du fer, du nickel et du cobalt en fonction de la température qui, loin d'obéir à la loi des états correspondants, a sa physionomie spéciale pour chacune de ces substances <sup>(2)</sup>.

La théorie contenant certainement une grande part de vérité, on ne peut songer à l'abandonner, et il semble naturel de chercher à la perfectionner en renonçant en quelque point à la simplicité extrême des hypothèses. Elles se rattachent à trois constantes, dont deux, le moment magnétique de la molécule et la masse de la molécule, appartiennent à la théorie du paramagnétisme de Langevin et caractérisent la molécule elle-même. La troisième est la constante du champ moléculaire  $N$  qui exprime les actions mutuelles entre les molécules. J'ai songé d'abord à remplacer  $N$  par une fonction de la température et de l'aimantation, mais les tentatives faites dans ce sens ont donné des résultats peu satisfaisants. Il serait étrange que cette quantité fût remarquablement constante pour quelques corps et pour d'autres fortement variable, qu'elle variât, par exemple, ainsi que cela avait semblé être le cas pour le nickel, comme la puissance 2,5 de la température absolue. D'ailleurs, les propriétés au-dessus du point de Curie montrent que si le champ moléculaire est représenté par une courbe et non par une droite en fonction de l'intensité d'aimantation, la tangente à l'origine de cette courbe au moins est indépendante de la température.

Il fallait donc chercher d'un autre côté. Les coudes brusques des

---

(1) Voir ce vol., p. 900.

(2) Voir P. WEISS et H. KAMERLING ONNES, *loc. cit.*, p. 3 et 4, et fig. 1.

droites représentant  $1 : \gamma_m$  en fonction de la température au-dessus du point de Curie, dans les expériences sur la magnétite notamment <sup>(1)</sup>, suggèrent l'idée de changements d'état. Ces changements devront affecter la molécule elle-même. S'ils consistent en des polymérisations, c'est sa masse qui sera changée; on peut imaginer aussi que son moment magnétique soit modifié, puisque aussi bien, par le fait de la combinaison chimique, des substances diamagnétiques deviennent paramagnétiques, et que, par exemple, le fer n'a pas dans la magnétite le même moment moléculaire que dans le métal pur. Pourtant c'est la variabilité de la masse moléculaire qui m'a paru d'abord être le changement le plus plausible, et quand M. Kamerling Onnes et moi <sup>(2)</sup> avons entrepris de déterminer très exactement les moments magnétiques moléculaires par la saturation dans l'hydrogène liquide, c'était avec la pensée de mesurer une quantité particulièrement fondamentale, à cause de son invariabilité au moins relative. Nous pensons que, si l'expérience montrait que dans les trois métaux les saturations absolues sont dans des rapports simples, la démonstration de ce caractère fondamental serait faite, en même temps que celle de l'existence d'un même mécanisme intra-atomique du moment magnétique, présent un nombre entier de fois dans chaque atome.

§ 11. *Expériences aux très basses températures.* — Les moments magnétiques de l'atome-gramme et de 1/3 de la molécule-gramme que M. Kamerling Onnes et moi avons donnés comme résultats de notre travail sont :

Nickel.....	3.384
Cobalt.....	9.650
Fer.....	12.410
Magnétite.....	7.417

et nous en avons conclu à l'absence de rapports simples entre ces quantités. Nous avons remarqué, il est vrai, que les nombres du nickel et du fer sont entre eux comme 3 à 11, et peut-être si, au lieu de faire la comparaison sur les nombres bruts, nous l'avions faite, après toute correction, sur les nombres définitifs, aurions-nous attribué quelque poids à l'extrême exactitude avec laquelle ce rapport est réalisé.

(1) Voir plus loin, *fig. 3*.

(2) P. WEISS et H. KAMERLING ONNES, *loc. cit.*

Pour le cobalt, l'expérience à la température ordinaire a déjà été difficile à cause de la dureté magnétique extrême de cette substance. A basse température, l'expérience a été tout à fait impossible, et le nombre cité plus haut repose sur une simple évaluation, par analogie avec les autres métaux, de l'accroissement relatif entre la température ordinaire et celle de l'hydrogène liquide. La magnétite aussi a donné lieu à des difficultés spéciales d'origine probablement magnétocristalline, qui sont mentionnées dans notre travail et rendent incertain le nombre donné ci-dessus.

Cette lacune a été comblée, pour le cobalt, par les expériences inédites de O. Bloch, que j'ai prié de faire une étude des alliages de nickel et de cobalt, de 10 en 10 0/0. Il est facile de déterminer la saturation absolue des alliages relativement riches en nickel jusqu'à 70 0/0 de cobalt, sans qu'il soit nécessaire d'avoir recours à des températures plus basses que celle de l'air liquide. Pour ces alliages, de 0 à 70 0/0 de cobalt, la saturation absolue obéit à la loi des mélanges et varie linéairement en fonction de la teneur. En prolongeant la droite jusqu'à 100 0/0 de cobalt, on obtient la saturation absolue avec une précision relativement grande. O. Bloch trouve pour le moment de l'atome-gramme de cobalt : 10.042.

§ 12. *Grandeur du magnéton.* — Anticipant sur la démonstration qui résultera des paragraphes suivants, je vais chercher la valeur numérique de la partie aliquote commune aux moments magnétiques moléculaires. M. Kamerlingh Onnes et moi, dans le travail cité, avons reconnu la nécessité d'apporter aux nombres ci-dessus une correction pour la dilatation thermique ; mais les coefficients de dilatation aux très basses températures n'étant pas connus, nous ne l'avons pas faite. On peut l'évaluer grossièrement à — 4 0/00. Je fais ici cette correction qui n'altère pas le rapport et je trouve :

Pour le fer.....	12.360 : 11 =	1.123,6
Pour le nickel.....	3.370 : 3 =	1.123,3
Moyenne.....		1.123,5

Cette valeur est contenue 8,94 fois dans le moment de l'atome-gramme de cobalt mesuré par O. Bloch. On trouve donc, au degré de précision des expériences, le nombre entier 9.

J'appelle cette partie aliquote commune aux moments magnétiques des atomes-grammes, le *magnéton-gramme*. J'estime qu'il est connu à deux ou trois millièmes près.

En divisant cette quantité par le nombre d'atomes dans l'atome-gramme (nombre d'Avogadro) qui, d'après Perrin (1910), est égal à  $68,5 \times 10^{22}$ , on obtient :

$$16,40 \times 10^{-22},$$

qui est le moment magnétique de l'aimant élémentaire, du magnéton lui-même.

§ 13. *Expériences sur la magnétite au-dessus du point de Curie.* — On a porté dans la fig. 3, en abscisses les températures et en ordonnées les inverses des coefficients d'aimantation spécifiques détermi-

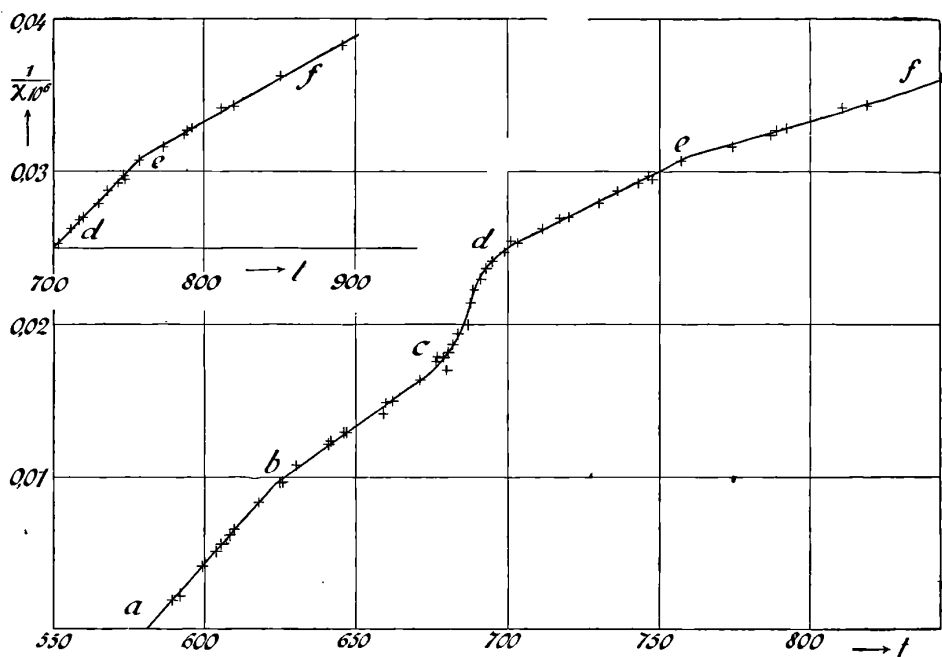


FIG. 3.

nés sur la magnétite au-dessus du point de Curie<sup>(1)</sup>. Les points observés sont situés visiblement sur quatre droites *ab*, *bc*, *de*, *ef* dont les deux dernières ont été représentées chacune à deux échelles différentes. On peut en ajouter une cinquième, tirée des expériences de Curie entre  $900^\circ$  et  $1.350^\circ$ , qui n'a pas été représentée dans la figure et qui passe par le zéro absolu.

(1) P. WEISS et G. FOËX, *loc. cit.*

Ces cinq droites représentent cinq états de la magnétite pour chacun desquels l'inverse du coefficient angulaire donne la constante de Curie [équation (17)]. Cette détermination graphique a été faite indépendamment sur deux dessins différents par les deux observateurs. Je reproduis dans le tableau ci-dessous les nombres trouvés par l'un et par l'autre, pour permettre d'apprécier le degré d'approximation pas très élevé d'ailleurs de cette opération graphique.

Faisons l'hypothèse qui m'a paru d'abord la plus plausible, à savoir que ces états de la magnétite consistent en des polymérisations variées, les atomes conservant des moments magnétiques constants, de telle sorte que la saturation spécifique  $\sigma_0$  reste invariable. La formule :

$$(5) \quad C_m = \frac{\sigma_0^2 m_0}{2R},$$

que l'on peut écrire au moyen des quantités rapportées à l'unité de masse :

$$(5 \text{ bis}) \quad C = m \frac{\sigma_0^2}{3R},$$

où  $m$  est la masse de la molécule, montre que cette dernière quantité est proportionnelle à la constante de Curie. J'ai porté dans le tableau suivant, aux colonnes  $m$ , les valeurs relatives de ces masses moléculaires en posant arbitrairement la première égale à l'unité.

Intervalle	F		W	
	C	$m$	C	$m$
581° — 622°	0,00444	1	0,00445	1
622° — 680°	0,00682	1,532	0,00663	1,49
710° — 770°	0,0105	2,36	0,01025	2,30
770° — 900°	0,0180	4,05	0,01776	4,00
> 900° (Curie)	0,028	6,32	0,028	6,32

Il faudrait donc admettre, en contradiction avec les faits les plus habituels de la chimie, que la polymérisation va en croissant quand la température s'élève. De plus il est impossible de représenter ces poids moléculaires par des multiples entiers d'une même quantité, sans avoir recours à des nombres élevés, qui sont assez invraisemblables par eux-mêmes, et dont la concordance avec l'expérience serait dénuée de toute valeur démonstrative. Ces difficultés ne feraient que s'aggraver si, en prenant la valeur de  $\sigma_{m_0}$  observée, on demandait à l'équation (5) non les rapports des masses moléculaires, mais

ces masses elles-mêmes. Mais ce dernier calcul ne peut être fait utilement dans l'état actuel des données sur la magnétite, dont les valeurs *absolues* sont entachées de plusieurs incertitudes.

Si, au contraire, faisant la seconde des hypothèses indiquées plus haut, nous admettons que la molécule a une masse invariable, les équations (5) ou (5 bis) montrent que les saturations absolues sont proportionnelles aux racines des constantes de Curie, et l'on obtient les valeurs relatives inscrites au tableau :

Intervalle	F		W		Rapports simples
	C	$\sigma_0$	C	$\sigma_0$	
581° — 622°	0,0444	1	0,00445	1	1
622° — 680°	0,0682	1,238	0,00663	1,22	1,25
710° — 770°	0,0105	1,535	0,01025	1,513	1,5
770° — 900°	0,0180	2,013	0,01776	1,995	2
> 900° (Curie)	0,028	2,515	0,028	2,515	2,5

On reconnaît, sans peine, qu'au degré de précision des expériences, les valeurs de  $\sigma_0$  sont entre elles comme les nombres de la dernière colonne, ou comme 4 : 5 : 6 : 8 : 10. Les écarts, à partir des rapports simples, ne sont guère plus grands que ceux qui existent entre les valeurs de  $\sigma_0$  déduites des mêmes expériences par les deux traitements graphiques indépendants. Les droites tracées dans la *fig. 3* correspondent aux rapports simples, et l'on voit que les expériences ne manifestent aucun écart systématique.

On est donc amené à admettre qu'à certaines températures le moment magnétique de la molécule de magnétite varie brusquement d'une quantité qui est une fois, ou deux fois, le quart de la plus petite valeur qu'il a dans ces expériences. Ce moment augmente quand la température s'élève. Le changement se fait entre la première et la deuxième droite, d'une part, entre la troisième et la quatrième de l'autre (*fig. 3* en *b* et *e*), avec une brusquerie comparable à celle de la fusion d'un corps pur. Entre la deuxième et la troisième droite, il y a, au contraire, une région de transformation *cd*.

Il est difficile d'apprécier le degré de précision de ces expériences sur la magnétite. Quoi qu'il en soit, c'est à cette occasion que l'on a reconnu pour la première fois que la molécule d'une substance déterminée peut prendre des moments magnétiques qui sont entre eux dans des rapports rationnels.

§ 14. *Sur la détermination de la saturation moléculaire des corps paramagnétiques dissous.* — Une remarque très simple permet

d'étendre considérablement le champ des investigations par la détermination d'un grand nombre de moments magnétiques moléculaires, autrement inaccessibles. Les deux propriétés sur lesquelles repose la solution du problème de dynamique statistique, qui a fourni la loi d'aimantation d'un gaz paramagnétique, sont le moment magnétique de la molécule et son agitation thermique. Lorsque le corps est en équilibre thermique, elles appartiennent en quelque sorte toutes deux en propre à chaque molécule, qui est déviée individuellement par le champ et s'oppose à cette déviation par sa force vive d'agitation, et cela de la même façon, que les molécules voisines soient de même espèce ou que ce soient celles d'un dissolvant magnétiquement indifférent. La formule (1) de Langevin et toutes ses conséquences peuvent donc être transposées sans changement d'un gaz à une solution paramagnétique. Notamment l'équation :

$$(5) \quad \sigma^2_{m_0} = 3RC_m,$$

qui donne la saturation moléculaire absolue à partir de la constante de Curie moléculaire, reste valable. Il suffira donc de mesurer le coefficient d'aimantation d'une semblable solution à une température quelconque. En le multipliant par la température absolue de l'observation, on aura la constante de Curie, et, par suite,  $\sigma_{m_0}$ .

Il est nécessaire de préciser ici ce que l'on entend par *la molécule*. Dans le cas de l'oxygène, traité par Langevin, le sens de cette expression n'est pas douteux. C'est un ensemble de deux atomes qui, comme le veut la grandeur de la chaleur spécifique, participe à l'agitation thermique par cinq variables indépendantes, cinq degrés de liberté, dont chacun absorbe la même force vive moyenne. Ces cinq variables sont les trois coordonnées de translation du centre de gravité de la molécule et les deux coordonnées d'orientation de la droite joignant les deux atomes, qui est aussi, par raison de symétrie, l'axe magnétique de la molécule.

La liaison entre les deux atomes se comporte comme si elle était idéalement rigide ; elle n'absorbe aucune force vive d'agitation thermique. On pourrait imaginer une troisième variable d'orientation correspondant à une rotation autour de l'axe magnétique. En fait, cette variable n'est pas opérante pour la molécule d'oxygène qui se comporte, à ce point de vue spécial, comme un bâtonnet sans dimensions transversales, ou comme un corps de révolution idéalement lisse.

Si maintenant nous extrayons de cette description ce qui intervient effectivement dans la théorie du paramagnétisme, nous obtenons la définition : *la molécule magnétique est la quantité de matière dont l'axe magnétique possède deux degrés de liberté d'orientation*. La molécule peut avoir ou ne pas avoir, peu importe, un troisième degré de liberté de rotation autour de cet axe. Elle peut être composée d'un atome magnétique ou de plusieurs atomes magnétiques reliés rigidement entre eux et d'atomes non magnétiques reliés aux atomes magnétiques, soit rigidement, soit par des articulations. Mais si plusieurs atomes magnétiques sont reliés entre eux par des articulations ayant la mobilité d'un genou de Cardan, chacun d'entre eux doit être considéré comme une molécule nouvelle. Nous supposons dans la suite que chaque molécule ne contient qu'un atome magnétique, c'est-à-dire que là où la formule chimique en indique plusieurs, ils sont articulés entre eux. Cela paraît, en effet, être le cas général. Dans les rares cas où nous serons amenés à faire une hypothèse différente, nous le dirons explicitement.

§ 15. *Expériences de P. Pascal sur les solutions étendues des sels paramagnétiques*. — M. Pascal, dans un remarquable travail (1), a précisé les idées énoncées déjà par G. Wiedemann en montrant que dans les sels des métaux magnétiques, et notamment dans les sels complexes, les propriétés magnétiques et les propriétés chimiques décelables par les réactifs de l'analyse, s'atténuent et disparaissent en même temps. En examinant les résultats de Pascal, on a l'impression qu'il s'agit non d'une variation continue, mais d'un phénomène qui se produit par étapes. De même dans les mesures des coefficients d'aimantation de Liebkecht et Wills (2), les valeurs trouvées pour les sels de fer se rangent à peu de choses près en deux groupes principaux. Les mesures de Pascal se distinguent par la richesse des types chimiques auxquels il s'est adressé. Elles ont l'avantage d'être faites sur des solutions très étendues, à tel point que le diamagnétisme de l'eau l'emporte même sur le paramagnétisme des sels de fer les plus magnétiques. De plus la purification des substances a été faite avec grand soin.

J'ai été amené à me servir accessoirement d'autres résultats obtenus par Pascal (3), dans un deuxième travail, sur le diamagnétisme

(1) PASCAL, *Ann. Chim. Phys.*, 8<sup>e</sup> série, t. XVI, p. 531 ; 1909.

(2) LIEBKNECHT et WILLS, *Ann. d. Phys.*, Bd. I, p. 178 ; 1900.

(3) PASCAL, *Ann. Chim. Phys.*, 8<sup>e</sup> série, t. XIX, p. 5 ; 1910.



dans les combinaisons chimiques. Pascal a montré que, dans la plupart des cas, le diamagnétisme moléculaire d'une combinaison est égal à la somme des diamagnétismes de ses atomes. Dans certains cas, cette loi d'additivité simple demande à être complétée par un terme additionnel représentant le diamagnétisme positif ou négatif d'un genre de liaison déterminé entre les atomes. Ce terme additionnel reste constant pour toutes les liaisons de même espèce.

Il est naturel de supposer que tous les atomes diamagnétiques conservent leur diamagnétisme dans les combinaisons avec les atomes magnétiques, et d'en faire la correction de façon à dégager le phénomène magnétique pur. J'ai utilisé à cet effet les coefficients d'aimantation atomiques et moléculaires suivants, empruntés la plupart à Pascal :

H.....	— $10^6\gamma_a$	3,05	Fl.....	— $10^6\gamma_a$	12 (?)	SO <sup>4</sup> ...	— $10^6\gamma_m$	38,5
C.....		6,25	Cl.....		21	NO <sup>3</sup> ...		19,0
O.....		4,8	Br.....		32	NH <sup>3</sup> ...		15,0
S.....		15,6	I.....		46,5	CN....		11,25
Se....		24	Na....		4 (?)	H <sup>2</sup> O...		13,5
Te....		39	K.....		11 (?)			
P.....		27,4	Hg....		35			

Il reste dans cette correction l'incertitude provenant de l'ignorance d'un des termes additifs possibles caractéristiques de la nature des liaisons.

Il semble que cette correction régularise les résultats, notamment quand le paramagnétisme n'est pas très fort et qu'alors elle est relativement importante. Je ne me suis pas astreint à rechercher d'une manière plus précise, dans la physionomie des nombres obtenus, une justification de cette manière de faire : en omettant complètement cette correction, on n'eût pas changé les conclusions.

On peut se demander s'il n'y aurait pas lieu de faire pour les atomes magnétiques eux-mêmes la correction d'un diamagnétisme sous-jacent, et si l'on adopte les idées théoriques de Langevin sur l'origine du para- et du diamagnétisme, cela est évident. Mais là les données nécessaires font entièrement défaut. On pourra se les procurer par des mesures nouvelles, d'ailleurs assez délicates, soit en s'appuyant sur les propriétés exprimées par les rapports rationnels que nous sommes en train d'établir et par l'étude spéciale de composés très faiblement magnétiques. soit en séparant, par l'étude de la variation

thermique, le paramagnétisme et le diamagnétisme superposés <sup>(1)</sup>.

Anticipant sur la discussion qui suit, je donne ici une figure (fig. 4) qui la résume. C'est une échelle formée de traits équidistants numérotés de 0 à 32 qui représentent les nombres entiers de magnétons. Les traits pleins correspondent aux nombres pairs, les traits pointillés aux nombres impairs. Le tracé de cette échelle a été fait avec le nombre trouvé pour le magnéton par la comparaison des saturations atomiques absolues du fer et du nickel, comme il a été dit plus

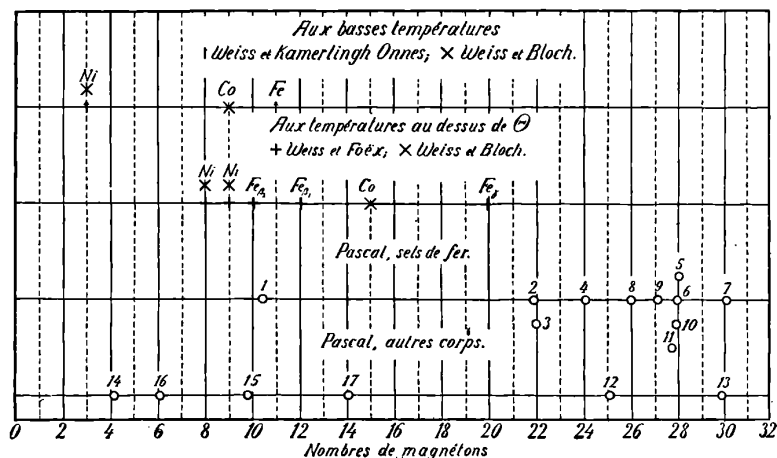


FIG. 4. — 1. Ferricyanure de K et amm. — 2. Pyrophosphate de fer et d'ammonium. — 3. Citrate de fer et d'ammonium. — 4. Ferripyrophosphate de sodium. — 5. Ferrimétaphosphate de sodium. — 6. Chlorure ferrique. — 7. Sulfate ferrique. — 8. Ferrométaphosphate de potassium. — 9. Ferrooxalate de sodium. — 10. Ferropyrophosphate de sodium. — 11. Sulfate ferreux. — 12. Chlorure de cobalt. — 13. Sulfate de manganèse. — 14. Permanganate de potassium. — 15. Sulfate de cuivre. — 16. Sulfate de cuivre ammoniacal. — 17. Sulfate uraneux

haut. Ces saturations, marquées par des flèches, se trouvent donc par définition sur les traits du diagramme. Les autres points sont des résultats d'expériences indépendantes. Outre les mesures de Pascal, marquées par un petit cercle, et auxquelles se rapporte aussi la légende au-dessous de la figure, celle-ci porte quelques points marqués par une croix qui se rapportent au § 19. La plupart de ces points se placent d'une manière remarquable sur les traits du diagramme

(1) Cette dernière méthode a été imaginée par M<sup>lle</sup> E. Feytis, qui se propose de l'appliquer.

ou dans leur voisinage immédiat. Cette figure montre aussi éloquemment que tous les nombres qui suivent que la répartition des points de 1 à 17 ne peut être due au hasard.

Je vais maintenant examiner les 27 sels paramagnétiques dissous qui restent, après suppression, dans la série étudiée par Pascal, des quatre corps ne répondant pas à une formule chimique définie, à savoir la liqueur de Fehling et trois solutions colloïdales de sels de fer. Je donnerai dans les tableaux suivants le coefficient d'aimantation moléculaire  $\chi_m$  emprunté au mémoire de Pascal, la saturation moléculaire absolue  $\sigma_{m_0}$  calculée au moyen de ce coefficient, après correction de l'effet des atomes diamagnétiques dans la molécule. Je mettrai en regard l'un de l'autre le nombre de magnétons  $n$ , calculé pour ces diverses substances par division de  $\sigma_{m_0}$  par 1123,5 et le nombre entier voisin  $n'$ . J'ajouterai la colonne  $n' - n$ , qui montre dans quelle mesure les valeurs observées satisfont à la loi des moments magnétiques moléculaires égaux à des multiples du magnéton, et une dernière colonne qui indique quelle erreur expérimentale, exprimée en pour cent, il faut invoquer pour expliquer les divergences.

Je commence par les 11 sels de fer.

Numéro du graphique	Substance	$\chi_m \cdot 10^6$	$\sigma_{m_0}$	$n = \frac{\sigma_{m_0}}{1123,5}$	$n'$ nombre entier	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n}$
1	Ferricyanure de K et amm.	1730	11700	10,41	10	- 0,41	- 4,15
2	Pyrophosphate ferrique et d'ammonium.....	7990	24600	21,89	22	+ 0,11	+ 0,5
3	Citrate ferrique et d'ammo- nium.....	8040	24680	21,96	22	+ 0,04	+ 0,16
4	Ferripyrophosphate de Na.	9660	27100	24,04	24	- 0,04	- 0,15
5	Ferrimétaphosphate de Na.	13000	31500	28,03	28	- 0,03	- 0,1
6	Chlorure ferrique.....	13100	31390	27,93	28	+ 0,07	+ 0,25
7	Sulfate ferrique.....	15200	33800	30,09	30	- 0,09	- 0,3
8	Ferrométaphosphate de K.	11300	29200	25,99	26	+ 0,01	+ 0,05
9	Ferrooxalate de Na.....	12300	30480	27,11	27	- 0,11	- 0,47
10	Ferropyrophosphate de Na.	13000	31370	27,91	28	+ 0,09	+ 0,32
11	Sulfate ferreux.....	12900	31120	27,69	28	+ 0,31	+ 1,1

Sauf pour le premier corps, où elle atteint 6 0/0, la correction du diamagnétisme du reste de la molécule a été faible, le plus souvent au-dessous de 1 0/0. Dans toutes les déterminations de la saturation moléculaire au moyen de la constante de Curie, l'influence des erreurs d'expérience, et aussi de l'incertitude de cette correction, est réduite à la moitié par suite de l'extraction de la racine carrée.

Les saturations moléculaires absolues de ces corps, à l'exception

du premier et du dernier, sont d'une manière frappante des multiples entiers du magnéton. Il se peut que l'importance relativement grande de la correction du diamagnétisme soit pour quelque chose dans le cas du premier. Quant au sulfate ferreux, il présente, pour une raison inconnue, une divergence exceptionnellement grande avec la valeur donnée par Liebknecht et Wills, dont les mesures sont faites avec la même unité que celles de Pascal. [Eau,  $\chi = - 0,75 \cdot 10^{-6}$ .] D'après ces observateurs, on aurait 27,05 magnétons. Il se peut donc qu'il se soit glissé une erreur dans la mesure de Pascal.

*Faisant abstraction de tout renseignement préalable, je vais déduire de ces seules expériences une valeur du magnéton.* Les valeurs de  $\sigma_{m0}$  des substances 2 et 3, d'une part, de 5, 6, 10, 11, de l'autre, sont sensiblement égales. Je forme les moyennes. Les cinq valeurs (2,3), 4, 8, (5, 6, 10, 11), 7, forment une progression arithmétique, comme cela saute aux yeux dans le graphique *fig. 4*. Je calcule par la méthode des moindres carrés la raison de cette progression et je trouve 2256,5. Le terme du milieu 29,200 divisé par cette raison donne 12,95. Elle est donc contenue 13 fois dans ce terme, au degré de précision des expériences, et la progression a un terme nul.

J'utilise maintenant cette dernière propriété pour calculer plus exactement la raison par les moindres carrés, et je donne à toutes les observations ayant contribué à la progression arithmétique des poids égaux. Je trouve ainsi pour la raison : 2244,2. La substance 9 montre que la partie aliquote commune à toutes les saturations moléculaires du fer ne peut être que la moitié :

$$4122,4.$$

*Ce nombre ne diffère que de 1,3 millième de*

$$4123,5,$$

*déduit des expériences faites à Leyde sur les métaux eux-mêmes dans l'hydrogène liquide.*

Cette concordance dépasse notablement celle que l'on pouvait attendre de la précision des expériences. J'ai dit déjà que j'estimé à deux ou trois millièmes l'erreur possible sur la saturation absolue des métaux. On ne peut actuellement affirmer que la valeur du coefficient d'aimantation de l'eau  $- 0,75 \cdot 10^{-6}$  soit exacte à 1/0 près.

Curie donnait encore, il n'y a pas longtemps, pour cette constante  $-79 \cdot 10^{-6}$ , soit une valeur plus élevée de 5 0/0. Mais, si l'on ne veut admettre que les métaux fournissent un certain moment élémentaire et les solutions un autre qui en diffère d'une petite quantité, il faut que  $-0,75 \cdot 10^{-6}$  soit voisin de la valeur exacte.

## MESURES DE PASCAL SUR LES CORPS AUTRES QUE LE FER

Numéro du graphique	Substance	$\chi_m \cdot 10^6$	$\sigma_{m0}$	$n = \frac{\sigma_{m0}}{1123,5}$	$\frac{n'}{\text{nombreentier}}$	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
<i>Cobalt.</i>							
12	CoCl <sup>2</sup> .....	10.560	28.180	25,08	25	-0,08	-0,32
—	Chlorure ammoniacal.	10.590	28.330	25,22	25	-0,22	-0,88
—	Pyrophosphate double.	10.260	27.910	24,85	25	+0,15	+0,60
<i>Manganèse.</i>							
13	SO <sup>4</sup> Mn.....	15.000	33.560	29,87	30	+0,13	+0,43
—	Pyrophosphate double.	13.380	31.830	28,33	28	-0,33	-1,2
14	Permanganate de potassium.....	225	4.620	4,11	4	-0,11	-2,7

Pour 4 des 6 corps figurant dans ce tableau, l'accord avec la théorie est satisfaisant. Pour les deux autres, le chlorure ammoniacal de cobalt et le pyrophosphate double de manganèse, la divergence d'avec le nombre entier de magnétons est assez forte, sans toutefois que l'erreur expérimentale qui l'expliquerait soit grande. L'écart très considérable entre les nombres de magnétons du sulfate de manganèse et du permanganate, deux corps de fonctions chimiques aussi différentes que possible, est remarquable. Pour ce dernier corps, la vérification est bonne, malgré une différence assez forte en valeur relative (dernière colonne). Cela tient à la petitesse du nombre des magnétons.

Numéro du graphique	Substance	$\chi_m \cdot 10^6$	$\sigma_{m0}$	$n = \frac{\sigma_{m0}}{1123,5}$	$\frac{n'}{\text{nombreentier}}$	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
<i>Chrome.</i>							
—	Alun violet.....	6.290	21.850	19,45	19	-0,45	-2,4
—	Alun vert.....	6.160	21.630	19,25	19	-0,25	-1,3
<i>Cuivre.</i>							
15	Sulfate de cuivre.....	1.570	10.970	9,78	10	+0,22	+2,2
16	Sulfate ammoniacal..	504	6.780	6,03	6	-0,03	-0,5
—	Sulfate glyciné.....	504	—	—	—	—	—

Les valeurs trouvées pour les deux sels de chrome et consignés dans le tableau suivant ne sont pas des multiples entiers du magnéton. Par contre, quatre sels de chrome, dont les deux premiers des aluns, mesurés par Liebknecht et Wills, donnent : 18,66; 19,16; 18,80; 19,08 magnétons, dont la moyenne est : 18,92. Il semble donc bien que le nombre exact soit 19 et qu'il y ait eu un accident dans ces deux mesures de Pascal.

Pour le sulfate de cuivre, l'accord est médiocre. Liebknecht et Wills ont trouvé pour les quatre sels cuivriques des coefficients d'aimantation qui donnent : 11,08, 10,89, 11,04, 10,98, c'est-à-dire 11 avec toute la précision désirable. Pour le sulfate glycérimé, la correction du diamagnétisme n'a pas été faite faute de la connaissance exacte de la formule chimique. Mais le nombre brut étant le même que celui du sulfate ammoniacal, on peut estimer qu'ils sont d'accord, l'un et l'autre, avec la loi des nombres entiers.

On rencontre ensuite dans la série des substances examinées par Pascal un corps extrêmement curieux, l'iodomercurate de potassium  $K^2HgI^4$  dont les trois éléments constituants diamagnétiques forment un composé paramagnétique. On peut ici faire la correction du diamagnétisme pour tous les atomes. On a, en calculant comme précédemment :

$\gamma_m \cdot 10^6$	Correction du diamagnétisme	$\gamma_m \cdot 10^6$ corrigé	$\sigma_{m0}$	$n$	$n'$	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
	$K^2$ 22 . $10^{-6}$						
1084	Hg 35	1327	9970	8,88	9	+ 0,12	+ 1,3
	$I^4$ 186						

donc un nombre entier.

Numéro du graphique	Substance	$\gamma_m \cdot 10^6$	$\sigma_{m0}$	$n = \frac{\sigma_{m0}}{1123,5}$	$n'$ nombre entier	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
---------------------	-----------	-----------------------	---------------	----------------------------------	--------------------	----------	-------------------------

#### Uranium.

17	$(SO_4)^2U$ .....	3240	15,760	14,03	14	- 0,03	- 0,21
----	-------------------	------	--------	-------	----	--------	--------

#### Vanadium.

	$VCl^2$ .....	1390	10,350	9,21	9	- 0,21	- 2,3
	$1/2 (SO_4)^2V^2O^3$ ..	1150	9,455	8,41	?		
	$VCl^4$ .....	622	7,470	6,65	?		

L'accord pour l'uranium est excellent, pour le premier composé

du vanadium il est médiocre. Il est meilleur avec le nombre donné par du Bois (Rapp. Congr. int., 1900), d'après Stephan Meyer :  $n = 9,08$ . Les deux derniers composés du vanadium sont en désaccord complet avec la théorie.

En résumé sur les 27 corps mesurés par Pascal, le ferrocyanure de potassium et les deux derniers sels de vanadium sont en désaccord formel avec la théorie. L'accord est médiocre sans qu'il soit nécessaire pour l'expliquer d'invoquer des erreurs d'expériences beaucoup plus grandes que celles indiquées par Pascal (2 0/0 sur  $\chi_m$ , donc 1 0/0 sur  $\sigma_{m0}$ ) pour le sulfate ferreux, le chlorure ammoniacal de cobalt, le pyrophosphate double de manganèse, les deux aluns de chrome, le sulfate de cuivre et le chlorure  $VCl^2$ . Restent donc 17 corps pour lesquels l'accord est bon.

On peut considérer comme démontré par cette série d'expériences que la partie aliquote commune aux saturations atomiques du fer et du nickel à l'état métallique existe dans l'atome de fer, de cobalt, de manganèse, de cuivre, de mercure et d'uranium.

§ 16. *Expériences de Liebknecht et Wills.* — Nous avons fait usage, à plusieurs reprises, au cours de cette discussion, de résultats obtenus par Liebknecht et Wills au moyen de la méthode très précise, imaginée par du Bois, des solutions non magnétiques dans lesquelles le paramagnétisme du sel dissous compense exactement le diamagnétisme de l'eau. Lorsque cette propriété est constatée par une méthode de zéro, qui peut être très sensible, la mesure se réduit à un dosage. L'usage partiel d'une semblable série d'expériences ne peut, bien entendu, constituer une preuve de l'existence du magnéton, laquelle ne peut résulter que de l'examen des séries complètes. Mais il peut fournir des indications utiles pour interpréter des points de détail et servir, par exemple, à faire entrer le chrome et le vanadium parmi les corps dans lesquels l'existence du magnéton semble démontrée. Dans le même ordre d'idées, nous empruntons encore à ces observateurs leurs résultats sur 6 sels de nickel :  $NiF^2$ ,  $NiCl^2$ ,  $NiBr^2$ ,  $NiI^2$ ,  $NiSO^4$ ,  $Ni(NO^3)^2$  qui forment un groupe très compact avec 16,06 ; 16,11 ; 16,06 ; 16,01 ; 15,89 ; 16,02 magnétons, c'est-à-dire avec une grande exactitude 16. Le nickel entre donc à son tour dans le groupe pour lequel la preuve est faite.

Pour une notable partie des autres mesures de Liebknecht et Wills, l'accord à la fois avec les mesures de Pascal et avec la loi des nombres entiers est médiocre. Cela tient peut-être à ce que les so-

lutions employées par ces observateurs sont plus concentrées, et l'on sait, par les expériences de Kœnigsberger et de Meslin que le paramagnétisme des solutions varie avec la concentration pour tendre vers une limite déterminée pour les grandes dilutions. Ce sont là des phénomènes encore peu connus dont l'ionisation ne paraît pas être le seul facteur ni même le facteur prépondérant. Il n'est pas impossible que les corps riches en fonctions chimiques de degrés différents soient particulièrement sensibles à la concentration.

§ 17. *Le magnéton dans les combinaisons chimiques solides.* — Si l'extension de la théorie des gaz paramagnétiques aux solutions ne souffrait aucune difficulté, il n'en est plus de même, à première vue, pour les solides paramagnétiques. La généralisation embrassant ces corps revient à faire sur la mobilité de la molécule une hypothèse analogue à celle que j'ai faite comme complément à celle du champ moléculaire. Mais, si l'on considère d'abord les corps *amorphes*, on sera conduit à penser que ce qui les distingue des gaz et des solutions c'est non l'impossibilité de la rotation, mais la rareté relative des instants où l'agitation thermique fournira à une molécule déterminée l'espace nécessaire pour effectuer un mouvement, les molécules étant pendant la plus grande partie du temps bloquées par les molécules voisines. L'état final de l'équilibre statistique serait alors donné par la même loi que pour les gaz, le *temps de relaxation* nécessaire pour y atteindre serait seul plus long, quoique encore très court probablement par rapport aux durées mesurables.

Pour les corps *crystallisés*, ces propriétés ne sont sans doute pas rigoureusement réalisées. D'ailleurs la liberté des rotations, abstraction faite du champ moléculaire, n'existe pas non plus en toute rigueur dans les métaux magnétiques. Il y a des énergies potentielles de rotation d'importance subordonnée qui se rattachent à leur structure cristalline et dont dérive l'ensemble assez compliqué de phénomènes tels que la susceptibilité initiale et les courbes d'hystérèse qui se manifestent dans les champs faibles. J'en ai esquissé ailleurs <sup>(1)</sup> une ébauche de théorie. Au point de vue qui nous occupe, on peut les négliger pour les métaux aux très basses températures, car les mesures de saturation qui seules interviennent emploient des champs où ils ne se manifestent plus. Au-dessus du point de Curie, la théorie simplifiée qui les ignore est justifiée par le succès. Ce

---

(1) WEISS, *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VI, p. 661 et suiv. ; 1907.



qui suit montre accessoirement que ces énergies potentielles de rotation jouent aussi, en général, un rôle subordonné dans le phénomène de la susceptibilité paramagnétique des corps cristallisés.

§ 18. *Expériences de M<sup>lle</sup> E. Feytis sur les sels magnétiques solides* (1). — M<sup>lle</sup> E. Feytis a publié (2) des mesures sur un certain nombre de composés des métaux magnétiques à l'état solide. Ces mesures sont rapportées à une solution de nitrate de nickel mesurée en valeur absolue par Weiss et Foëx, à la température de 13°.

Les mesures de M<sup>lle</sup> Feytis ont donc été calculées comme se rapportant à la même température. En effet, le rapport des coefficients d'aimantation de deux corps paramagnétiques ne varie pas avec la température.

J'ai supprimé Fe<sup>2</sup>O<sup>3</sup> dont on sait par ailleurs qu'il est souvent doué de propriétés ferromagnétiques qu'une observation unique à la température ordinaire ne suffit pas à caractériser et les quelques corps comme [Cr(NH<sup>3</sup>)<sup>6</sup>][Co(C<sup>2</sup>O<sup>4</sup>)<sup>3</sup>] + 3H<sup>2</sup>O, qui contiennent deux atomes magnétiques différents.

Si l'on calcule ces derniers corps suivant le même schéma que les autres, on obtient la racine carrée de la somme des carrés des nombres de magnétons dans les deux atomes :

$$n = \sqrt{n_1^2 + n_2^2},$$

qui, sauf le cas particulier connu, n'est pas un nombre entier. Et la précision des expériences est en général insuffisante actuellement pour qu'il n'y ait qu'un système de valeur  $n_1$  et  $n_2$  qui satisfasse à l'équation ci-dessus au degré d'approximation voulu. Mais il ne serait pas nécessaire, peut-être, d'aller au delà d'une précision cinq fois plus grande pour pouvoir résoudre, grâce au critérium des nombres entiers, ce problème à deux inconnues au moyen d'une mesure unique.

(1) Dans les premières publications sur ce sujet j'ai intercalé ici le calcul des expériences d'Urbain sur les terres rares. Mais il y a une incertitude sur l'unité employée dans ces mesures. Ce calcul sera repris lorsqu'elle sera levée par des expériences actuellement en voie d'exécution.

(2) E. FEYTIS, *Comptes rendus*, t. CLII, p. 708; 1911.

Substances	$\chi_m \cdot 10^6$	$\sigma_{m0}$	$n = \frac{\sigma_{m0}}{1123,5}$	$\frac{n'}{\text{nombre entier}}$	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n}$
FeCl <sup>3</sup> sublimé .....	14650	32400	28,83	29	+0,17	+0,58
FeCl <sup>3</sup> , 2NH <sup>4</sup> Cl, H <sup>2</sup> O .....	12830	30330	26,99	27	+0,01	+0,03
FeF <sup>3</sup> , 3NH <sup>4</sup> F .....	14820	32660	28,94	29	+0,06	+0,46
FeF <sup>3</sup> , 2NH <sup>4</sup> F, H <sup>2</sup> O .....	14965	32800	29,19	29	-0,19	-0,64
FeF <sup>3</sup> , 3H <sup>2</sup> O .....	7899	23860	21,23	21	-0,23	-1,10
Acétylacétonate ferrique .....	10922	28150	25,08	25	-0,08	-0,21
1/3 (Mn <sup>3</sup> O <sup>4</sup> ) .....	5730	20190	17,97	18	+0,03	+0,16
CrCl <sup>3</sup> .....	7027	22510	20,04	20	-0,04	-0,18
Acétylacétonate cobalteux .....	7767	23730	21,12	21	-0,12	-0,55
1/2 [Cr(NH <sup>3</sup> ) <sup>6</sup> ] [Cr(C <sup>2</sup> O <sup>4</sup> ) <sup>3</sup> ] + 3H <sup>2</sup> O .....	7080	22650	20,16	20	-0,16	-0,80
1/2 [Cr(NH <sup>3</sup> ) <sup>4</sup> (C <sup>2</sup> O <sup>4</sup> )] [Cr(NH <sup>3</sup> ) <sup>2</sup> (C <sup>2</sup> O <sup>4</sup> ) <sup>2</sup> + 3H <sup>2</sup> O .....	7080	22650	20,16	20	-0,16	-0,80

Si les saturations moléculaires étaient distribuées au hasard, les valeurs absolues de l'avant-dernière colonne varieraient de 0 à 0,5 et leur *moyenne* serait 0,25. Au lieu de cela le plus grand d'entre eux est 0,23 et la moitié environ ne comptent qu'un petit nombre de centièmes. Ces mesures sont donc encore nettement favorables, au degré de leur précision, à l'existence du magnéton.

§ 19, *Métaux ferromagnétiques au-dessus du point de Curie.* — Des mesures récentes, par MM. Weiss et Foëx (1) ont donné un certain nombre de constantes de Curie qui fournissent autant de déterminations de la saturation moléculaire absolue (*fig. 4*, points marqués d'une croix).

a) *Nickel.* — Deux constantes de Curie ont été observées, l'une directement dans un intervalle de 700°, l'autre indirectement comme limite des constantes de Curie des ferronickels réversibles variant linéairement en fonction de la teneur. On a :

C	$C_m$	$\sigma_{m0}$	$n = \frac{\sigma_{m0}}{1133,5}$	$\frac{n'}{\text{nombre entier}}$	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n}$	
Nickel pur directement .....	0,00555	0,3258	9018	8,03	8	-0,03	-0,28
Limite des ferronickels .....	0,00700	0,4109	10,140	9,03	9	-0,03	-0,27

Le même nickel pur a été étudié par O. Bloch avec une technique perfectionnée. La première des constantes de Curie ci-dessus a été confirmée. En outre, on s'est rendu compte qu'une irrégularité notée par Weiss et Foëx comme une perturbation probable de la mesure

(1) *Archives des Sciences phys. et nat.*, 4<sup>e</sup> pér., t. XXXI, pp. 4 et 89; 1911. *J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. I, pp. 274 et 744; 1911.

des températures, est en réalité un changement d'état à la température absolue de 1.200°, qui fait apparaître dans le métal pur précisément la constante de Curie qui n'avait été trouvée jusqu'alors que comme limite de celles des ferronickels. O. Bloch trouve :

$$\begin{array}{ll} C = 0,00551 & n = 7,89 \\ C = 0,00687 & n = 8,96 \end{array}$$

Les ferronickels réversibles sont formés de solutions solides de Ni dans Fe<sup>2</sup>Ni, solubles l'un dans l'autre en toutes proportions. Il est remarquable que, dans ces solutions, le nickel soit dans un état qu'il n'atteint qu'à une température plus élevée de plusieurs centaines de degrés quand il est pur. Il y a là, semble-t-il, une indication d'une influence du milieu ayant un retentissement sur la structure intime de l'atome.

Les nombres des magnétons (8 et 9) du nickel pur aux hautes températures sont très différents de leur nombre (3) à la température de l'hydrogène liquide et de celui (16) des sels de nickel en solution.

b) *Cobalt*. — La constante de Curie du cobalt a été trouvée deux fois avec la même valeur au cours du travail de O. Bloch sur les alliages de nickel et de cobalt : une première fois par l'observation directe sur le cobalt pur, une deuxième comme limite des constantes de Curie des alliages, variant linéairement avec la teneur. Les nombres trouvés sont :

$$\begin{array}{ll} C = 0,01930 & n = 13,008 \\ C = 0,01908 & n = 14,925 \end{array}$$

donc 13 au degré de précision des mesures.

c) *Fer*. — Comme Curie l'avait remarqué, le coefficient d'aimantation du fer varie brusquement d'une quantité finie au passage du fer  $\beta$  au fer  $\gamma$ , et du fer  $\gamma$  au fer  $\delta$ . La région  $\beta$  se décompose en deux  $\beta_1$  et  $\beta_2$ , dont chacune a sa constante de Curie. Dans la région  $\gamma$ , on trouve une nouvelle constante de Curie, puis une quatrième dans la région  $\delta$  ; mais cette dernière, qui exige des mesures au-dessus de 1.400°, n'est connue que quant à son ordre de grandeur. En conservant l'hypothèse faite jusqu'à présent : deux degrés de liberté de rotation par atome, on trouve :

	Intervalle de température	C	C <sub>m</sub>	$\sigma_{m0}$	$n = \frac{\sigma_{m0}}{1123,5}$
Fer $\beta_1$ .....	774° — 828°	0,0395	2,213	23.500	20,92
Fer $\beta_2$ .....	828° — 920°	0,0273	1,529	19.530	17,38
Fer $\gamma$ .....	920° — 1295°	0,072	4,03	31.730	28,23

Si les nombres de la dernière colonne devaient être entiers, il faudrait invoquer des erreurs d'expériences beaucoup plus fortes que pour le nickel étudié dans les mêmes conditions avec le même appareil, et par suite peu vraisemblables. Si l'on admet que plusieurs atomes de fer peuvent être liés les uns aux autres d'une manière rigide, on obtient des résultats différents. Parmi les suppositions possibles, j'en ai trouvé une qui satisfait d'une manière remarquable à la condition des nombres entiers de magnétons. Elle consiste à admettre pour le fer  $\beta$  une molécule rigide  $\text{Fe}^3$ , pour le fer  $\gamma$  une molécule rigide  $\text{Fe}^2$ , et pour le fer  $\delta$  une molécule  $\text{Fe}$ . Cette hypothèse est très plausible. Elle revient à admettre ces polymérisations pour le seul corps qui possède des discontinuités brusques du coefficient d'aimantation, et à admettre que les changements ont lieu précisément aux températures des discontinuités du coefficient d'aimantation. Il est démontré, d'autre part, que la transformation  $\beta\gamma$  correspond à l'absorption d'une quantité de chaleur notable; les propriétés thermiques de la transformation  $\gamma\delta$ , qui n'est plus très éloignée du point de fusion, ne sont pas connues. Enfin la molécule va se simplifiant quand la température s'élève. On trouve dans cette hypothèse :

	C	$C_m$	$\frac{\sigma_{ao}}{\text{par atome}}$	$n = \frac{\sigma_{ao}}{1123,5}$	$\frac{n'}{\text{nombre entier}}$	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
Fer $\beta_1$ ..	0,0395	$3 \times 2,213$	13.567	12,08	12	- 0,08	- 0,7
Fer $\beta_2$ ..	0,0273	$3 \times 1,529$	11.277	10,04	10	- 0,04	- 0,4
Fer $\gamma$ ...	0,072	$2 \times 4,03$	22.420	19,95	20	+ 0,05	+ 0,25

Cette constitution sera définitivement établie lorsqu'une nouvelle mesure aura confirmé la valeur de la constante de Curie du fer  $\gamma$ , encore un peu incertaine, et qu'une détermination de celle du fer  $\delta$  sera venue compléter la démonstration. Mais on voit dès à présent comment le magnéton peut à son tour servir de moyen d'investigation de la structure moléculaire.

Il est intéressant de rapprocher pour chacun des deux métaux ces expériences aux hautes températures de celles du voisinage du zéro absolu.

La différence des deux valeurs du moment moléculaire obtenues à haute température pour le nickel, qui est aussi leur commune mesure, ne peut être que la partie aliquote, s'il y en a une, des moments magnétiques moléculaires du *nickel*, ou un de ses multiples. Or

cette différence est : 1123. Elle est contenue exactement trois fois dans la saturation moléculaire du nickel observée à basse température.

Il en est de même pour le fer. Les deux saturations moléculaires trouvées pour les fers  $\beta_1$  et  $\beta_2$  sont dans le rapport :

$$\frac{13.427}{11.697} = \frac{5,94}{5}.$$

c'est-à-dire aux erreurs d'expériences près 6 : 5. On en déduit pour la partie aliquote des fers  $\beta_1$  et  $\beta_2$ , ou un de ses multiples :

$$\frac{13.427 + 11.297}{5 + 6} = 2.247,6.$$

La moitié : 1123,8 est contenue exactement 11 fois dans la saturation moléculaire absolue du fer à basse température.

Ainsi se trouve ôté tout arbitraire dans le choix des nombres entiers 3 et 11, trouvés directement lors de la comparaison des saturations moléculaires des deux métaux à basse température. L'exactitude avec laquelle le rapport 3 : 11 est réalisé, qui pouvait paraître une coïncidence accidentelle parmi le grand nombre de relations que l'on peut imaginer de rechercher sur deux nombres donnés au hasard, prend une valeur démonstrative; à la rigueur, on pouvait établir l'existence du magnéton au moyen de ces deux seules catégories de mesures.

§ 20. *Conclusions.* — J'ai déterminé, par l'application de la théorie cinétique du magnétisme aux corps paramagnétiques dissous, aux corps paramagnétiques et ferromagnétiques solides, le moment magnétique de l'atome des métaux ferromagnétiques et d'un grand nombre d'autres atomes, pour lesquels il ne semblait pas que l'on dût facilement atteindre cette quantité.

Il s'est présenté cette circonstance très curieuse que le même atome ne possède pas un moment magnétique unique, mais que cette quantité prend un certain nombre de valeurs différentes suivant les conditions de température, de liaison chimique dans lesquels l'atome se trouve. Toutes ces valeurs ont entre elles des rapports rationnels.

On peut donc trouver entre les moments magnétiques atomiques d'un même métal d'abord, une partie aliquote commune. On peut s'assurer ensuite que les parties aliquotes des différents atomes sont

toutes les mêmes. Ce sous-multiple commun des moments atomiques a été appelé *Magnéton*.

Si l'on admet, — ce qui paraît extrêmement vraisemblable, — que ce moment magnétique élémentaire réside dans un substratum matériel qui possédera probablement une masse pesante, on peut dire : Le magnéton est un élément constituant commun à un grand nombre d'atomes magnétiques et sans doute à tous. La démonstration est faite actuellement pour les atomes de : Fe, Ni, Co, Cr, Mn, V, Cu, Hg, U.

Doit-on s'en tenir aux éléments magnétiques? Le cas de l'oxygène, du cuivre, du mercure qui, suivant qu'ils sont libres, suivant la nature de la combinaison dans laquelle ils sont engagés, sont para- ou diamagnétiques, montre qu'on ne saurait établir une barrière infranchissable.

Mais un rapprochement très curieux avec une partie de la science, en apparence très lointaine, les lois des spectres en séries, plaide fortement en faveur du magnéton, élément constituant universel de la matière. On sait que W. Ritz (<sup>1</sup>) a imaginé un mécanisme électromagnétique qui rend compte des séries suivant la loi de Balmer et les lois voisines. Le mécanisme de Ritz, très séduisant par lui-même, emprunte une grande vraisemblance au fait de l'insuccès sans espoir des tentatives faites dans d'autres voies et notamment de l'impossibilité d'aboutir par les vibrations élastiques. Il consiste pour la partie qui nous intéresse ici, en bâtonnets de moments magnétiques donnés, identiques entre eux et juxtaposés d'une manière rigide en files linéaires.

Cet organe réalise précisément le moment magnétique à partie aliquote invariable auquel nous sommes arrivés. Or les spectres en séries existent dans un grand nombre d'atomes, le plus souvent diamagnétiques. L'identité de l'élément de Ritz et du magnéton n'est pas établie, assurément, mais elle semble bien vraisemblable et avec elle leur existence dans tous les atomes.

Quelles vont être maintenant les conséquences de l'acquisition de cette notion nouvelle? Au point de vue de l'histoire magnétique des corps, je n'hésite pas à remplacer dès à présent l'expression : « corps qui n'obéit pas à la théorie » par « corps qui ne conserve pas le même

---

(<sup>1</sup>) W. Ritz, *C. R.*, t. CXLV, p. 478; 1907. — *Ann. d. Phys.*, Bd. 25, p. 660; 1908; voir ce volume, pp. 294 et 381.

nombre de magnétons dans tout l'intervalle étudié ». La magnétite, la pyrrhotine conservent le même nombre de magnétons dans des intervalles plus étendus que les métaux. Le seul corps qui, dans tout l'intervalle du magnétisme fort, de la température de l'air liquide au point de Curie, situé à 600° abs., et dans la plus grande partie de la région du ferromagnétisme sollicité, jusqu'aux températures voisines de 1.000° abs., conserve le même nombre de magnétons, est l'alliage limite Fe<sup>2</sup>Ni.

Il reste beaucoup de travail expérimental à faire pour classer et décrire les propriétés des ferromagnétiques à nombres de magnétons variables. Mais, avec la nouvelle idée directrice, le problème n'a plus rien de décourageant. Il semble, au contraire, que cette étude doive être particulièrement féconde dans la découverte des lois d'action moléculaire, tant il saute aux yeux que les phénomènes vectoriels du magnétisme sont à la fois d'une plus grande richesse d'aspects et plus maniables que les phénomènes scalaires de la compressibilité, du frottement intérieur, qui ont jusqu'ici absorbé beaucoup plus d'efforts.

Puis il faudra poursuivre les manifestations du magnéton dans chacun des cas simples où il se rencontre, notamment dans ses rapports avec les phénomènes chimiques. Quel rôle les phénomènes magnétiques jouent-ils dans la combinaison chimique ? Les forces chimiques sont-elles des attractions d'aimants élémentaires ? Les valences sont-elles, dans l'un ou l'autre cas, assimilables à des magnétons ?

La nature de la modification éprouvée par les corps dont le nombre de magnétons varie à une température déterminée, quelquefois avec une brusquerie qui fait penser à un point de fusion, est assez mystérieuse et demande à être étudiée pour elle-même. Ce n'est pas une transformation allotropique au sens ordinaire du mot, puisque le cas de la magnétite montre que la molécule conserve, à travers ces transformations, son architecture générale avec le même nombre de degrés de liberté. Cette modification coûte-t-elle de l'énergie ? Y a-t-il d'autres caractères extérieurs qui l'accompagnent ? Il n'est possible de donner actuellement réponse à cette dernière question que sur un point : la constante du champ moléculaire, qui exprime l'action orientante mutuelle dans les ferromagnétiques, subit une variation en même temps que le nombre des magnétons.

Si l'on imagine, pour un instant, que l'existence de ces petits

aimants élémentaires, identiques entre eux et en nombre à la fois grand et variable dans le même atome, soit donnée *a priori*, on croirait leur démonstration expérimentale entourée des plus grandes difficultés. Les moments magnétiques devraient former des résultantes n'ayant plus aucun rapport simple avec leur grandeur. Il semblerait que l'on dût attendre la possibilité de les saisir de quelque phénomène exceptionnel, comme ceux qui font jaillir l'électron de l'atome.

La facilité avec laquelle ils se manifestent, le caractère exceptionnel des cas où ils échappent à l'observation, sont eux-mêmes l'expression d'une propriété importante. Il est, en effet, tout à fait stupéfiant que ces aimants élémentaires se placent toujours de façon que leurs moments s'ajoutent algébriquement, c'est-à-dire parallèlement ou même bout à bout. Il est peut-être tout aussi curieux que, parmi les mesures existantes, si peu suggèrent l'idée de mélanges de molécules de nombres de magnétons différents. Il est probable que des mélanges semblables existent dans les sels magnétiques en solutions concentrées dont Kœnigsberger et Meslin ont montré qu'ils ont des coefficients d'aimantation variables avec la concentration. On peut se demander si l'égalisation du nombre des magnétons ne serait pas une des conditions de l'équilibre des molécules de même espèce entre elles.

Enfin, on peut dire qu'après l'électron symbolisant les idées nouvelles sur la structure discontinue de l'électricité, le magnéton marque une évolution analogue dans la représentation des phénomènes magnétiques.

---

#### SUR QUELQUES THÉORÈMES GÉNÉRAUX DE MÉCANIQUE ET DE THERMODYNAMIQUE (1) ;

Par M. L. BLOCH.

### VI

Avant d'étendre les théorèmes de lord Rayleigh au cas de la Thermodynamique, nous allons montrer ce qu'ils deviennent dans le cas de l'Électrostatique.

---

(1) Voir ce vol., pp. 820 et 912.



Un système soumis à des forces purement électrostatiques possède une énergie potentielle :

$$(52) \quad 2U = Q_1V_1 + Q_2V_2 + \dots + Q_nV_n$$

où les  $Q$  désignent les charges électriques et les  $V$  les potentiels correspondants. Ces quantités correspondent respectivement aux  $\Psi$  et aux  $\psi$  de l'expression (1). L'équilibre naturel correspond encore à un minimum de  $U$ , de sorte que le second membre de (52) doit être regardé comme essentiellement positif.

Sans qu'il soit nécessaire de refaire les raisonnements, on énonce immédiatement les théorèmes suivants :

Quand, à partir d'une position d'équilibre stable, un système électrostatique se modifie à *potentiels donnés*, l'état d'équilibre qu'il atteint réellement est le plus stable de tous ceux qui sont possibles ;

Quand le système se modifie à *charges données*, l'état qu'il prend réellement est le moins stable de tous ceux qui sont possibles.

Faisons une autre application des théorèmes fondamentaux au cas d'un système *mixte* dont l'énergie potentielle est en partie électrostatique, en partie mécanique. Nous supposons que, réduite à sa forme canonique, l'expression de l'énergie potentielle est donnée par :

$$(52_a) \quad 2U = Q_1V_1 + Q_2V_2 + \dots + Q_nV_n + c\psi^2.$$

$$(52_b) \quad 2U = Q_1V_1 + Q_2V_2 + \dots + Q_nV_n + \Gamma\psi.$$

Ce sera, par exemple, le cas de l'électromètre ( $n = 4$ ) dont la suspension possède un coefficient de torsion  $c$ . Supposons que les grandeurs  $Q_1, V_1$  soient relatives à la partie de l'électromètre (aiguille ou paire de quadrants) mise en relation avec le milieu extérieur auquel elle peut emprunter de l'énergie. On peut alors énoncer les deux théorèmes suivants, relatifs à la *sensibilité de l'électromètre aux quantités d'énergie* :

THÉORÈME I. — A déviations et à potentiels donnés ( $\psi, V_2, V_3, \dots, V_n$  donnés), l'énergie qu'il faut fournir au système est minimum lorsqu'on opère à charge  $Q_1$  constante.

THÉORÈME II. — A couple et à charge donnés ( $\Gamma, Q_2, Q_3, \dots, Q_n$  donnés), l'énergie qu'il faut fournir au système est minimum lorsqu'on opère à potentiel  $V_1$  fixe.

En choisissant d'autres modifications extérieures imposées à un système électrisé, on retrouverait sans difficultés les propositions classiques de Gouy et de Lippmann.

## VII

Passons maintenant au cas de la Thermodynamique.

Nous avons montré que dans ce cas l'équation d'équilibre est :

$$(53) \quad \Delta_1 W = 0,$$

et la condition de stabilité de cet équilibre :

$$(54) \quad \Delta_2 W < 0,$$

$\Delta_1 W$  désignant ici le *travail utilisable total* des forces appliquées au système.

Dans le cas où ce travail est une différentielle totale exacte, nous posons  $\Delta_1 W = -\Delta_1 A$  et les conditions ci-dessus s'écrivent :

$$(55) \quad \Delta_1 A = 0;$$

$$(56) \quad \Delta_2 A > 0.$$

Elles s'énoncent en disant que  $A$  est *minimum*.

Sous cette forme, l'analogie est complète avec les conditions de l'équilibre et de la stabilité mécanique données par lord Rayleigh. La fonction  $A$  correspond à l'*énergie potentielle totale*  $V$ , nous l'appellerons *l'énergie potentielle utilisable*.

Elle se distingue de la fonction  $V$  que l'on considère ordinairement en Thermodynamique, et qui désigne l'*énergie totale*. Elle coïncide, sous certaines réserves, avec l'énergie utilisable de Gouy<sup>(1)</sup> et l'énergie libre de Nernst<sup>(2)</sup>.

Si nous supposons que l'énergie utilisable existe comme fonction uniforme des coordonnées généralisées, il devient facile d'étendre la loi de réciprocité (34) au cas de la Thermodynamique. Cette condition rappelle de très près la condition correspondante qui doit être satisfaite en Mécanique : il faut qu'il existe une fonction de force  $U$  (c'est-à-dire une énergie potentielle  $V$ ). Dans l'un et l'autre cas, la loi de réciprocité se déduit des équations du type :

$$(57a) \quad \frac{\partial \Delta_2 V}{\partial \psi_i} = \Psi_i,$$

$$(57b) \quad \frac{\partial \Delta_2 A}{\partial \psi_i} = \Psi_i, \quad \frac{\partial \Delta_2 A}{\partial \Delta S} = \Delta T,$$

(1) *Lorsqu'il n'y a qu'un degré de liberté thermique et que le travail total des forces extérieures est effectué par l'opérateur.* (Voir GOUY, *loc. cit.*, p. 510.)

(2) Voir NERNST, *Traité de chimie générale*, t. I, p. 33.

jointes à l'identité d'Euler :

$$(58_a) \quad 2\Delta_2 V = \Psi_1 \psi_1 + \Psi_2 \psi_2 + \dots + \Psi_n \psi_n,$$

$$(58_b) \quad 2\Delta_2 A = \Delta p \Delta v + \Delta T \Delta S + \dots + \Psi_n \psi_n.$$

On a, en effet, manifestement :

$$(59) \quad \Sigma \Psi_i \Delta \psi_i = \Sigma \frac{\partial \Delta_2 V}{\partial \psi_i} \Delta \psi_i = \Delta \Delta V_2 = \frac{1}{2} \Sigma \Psi_i \Delta \psi_i + \frac{1}{2} \Sigma \psi_i \Delta \Psi_i.$$

Si, comme nous le supposons désormais, la loi de réciprocité se trouve satisfaite, nous pouvons immédiatement transposer au cas de la Thermodynamique un certain nombre d'égalités établies par lord Rayleigh dans le cas de la mécanique. C'est ainsi que la formule :

$$(60) \quad \left( \frac{\Psi_1}{\Psi_2} \right)_{\psi_2=0} = - \left( \frac{\psi_2}{\psi_1} \right)_{\Psi_1=0},$$

valable dans le cas  $n = 2$ , devient :

$$(61) \quad \left( \frac{\Delta p}{\Delta T} \right) S = \frac{1}{T} \left( \frac{\Delta Q}{\Delta v} \right) p,$$

formule équivalente à la formule de Clapeyron.

Lorsqu'on tient compte de la *stabilité* de l'équilibre naturel, l'application de l'analogie mécanique conduira à des théorèmes thermodynamiques s'exprimant par des *inégalités*. C'est ainsi qu'en se limitant toujours au cas  $n = 2$  les inégalités

$$(62) \quad \left( \frac{dS}{dT} \right) p > \left( \frac{dS}{dT} \right) v \quad \text{et} \quad \left( \frac{dv}{dp} \right) T > \left( \frac{dv}{dp} \right) s$$

sont l'expression des deux théorèmes :

$$(63) \quad \left( \frac{\psi_2}{\Psi_2} \right)_{\Psi_1=0} > \left( \frac{\psi_2}{\Psi_2} \right)_{\psi_1=0} \quad \text{et} \quad \left( \frac{\psi_1}{\Psi_1} \right)_{\Psi_2=0} > \left( \frac{\psi_1}{\Psi_1} \right)_{\psi_2=0}.$$

L'inégalité générale de M. Raveau<sup>(1)</sup> est l'analogue de l'inégalité suivante :

$$(64) \quad \Psi_1 \psi_1 + \Psi_2 \psi_2 + \dots + \Psi_1 \Delta \psi_1 + \psi_1 \Delta \Psi_1 + \dots + \Delta \Psi_1 \Delta \psi_1 + \dots > 0.$$

## VIII

Nous ne nous arrêterons pas à déduire de (64) les quatre énoncés donnés par M. Raveau. Nous préférons porter notre attention sur les

---

(1) M. Ehrenfest, qui est revenu récemment (*Z. P. C.*, LXXVII, pp. 227-244, et ce vol., *supra*, p. 792) sur la question du déplacement de l'équilibre, ne semble pas avoir eu connaissance de la note (*C. R.*, t. CLXVIII, p. 767) dans laquelle M. Raveau établit cette inégalité.

théorèmes qui correspondent en Thermodynamique aux deux théorèmes fondamentaux de lord Rayleigh. Les cas envisagés par lord Rayleigh présentent, en effet, une circonstance remarquable : ce sont les seuls où nous puissions *a priori* écrire sous une forme tout à fait simple les conditions exprimant que les modifications intérieures sont entravées.

Ces conditions ne sont autres que (40) et (41); elles ont un sens physique simple et immédiat. Si nous prenons l'énergie utilisable sous la forme :

$$(65) \quad \Delta_2 A = \frac{1}{2} (\Delta p \Delta v + \Delta T \Delta S + \Psi_3 \psi_3 + \Psi_4 \psi_4 + \dots + \Psi_n \psi_n),$$

et, si nous limitons notre étude aux variations des  $\psi_1, \psi_2, \Psi_1, \Psi_2$ , nous sommes amenés à distinguer deux cas :

A.  $\Psi_1$  ou  $\Psi_2$  donné. — La déformation <sup>(1)</sup> qui s'obtient à partir de l'état d'équilibre naturel avec le moindre *travail utilisable* est celle pour laquelle :

$$(66) \quad \psi_2, \psi_3, \dots, \psi_n = 0 \quad \text{ou} \quad \psi_1, \psi_3, \dots, \psi_n = 0.$$

Les conditions (66) s'expriment en disant *qu'on entrave les modifications intérieures de première espèce*.

B.  $\psi_1$  ou  $\psi_2$  donnés. — La déformation qui demande le moindre accroissement d'énergie utilisable est :

$$(67) \quad \Psi_2, \Psi_3, \dots, \Psi_n = 0 \quad \text{ou} \quad \Psi_1, \Psi_3, \dots, \Psi_n = 0.$$

Les conditions (67) s'expriment en disant *qu'on entrave les modifications intérieures de seconde espèce*. Les modifications intérieures de première et de seconde espèce sont les plus simples dont un système puisse être le siège.

Il y a donc intérêt à expliciter dans ce cas les théorèmes auxquels conduit l'analogie mécanique.

Traduisons les théorèmes A et B dans le langage thermodynamique :

A<sub>1</sub>.  $\Psi_1$  donné. — Si l'on se donne  $\Psi_1 = \Delta p$ , c'est-à-dire l'accroissement de pression qui doit être réalisé dans le système, la déformation qui coûtera le moins de travail sera celle qui se fait à modifications entravées ( $\psi_2, \psi_3, \dots, \psi_n = 0$ ).

(1) Réversible ou irréversible.

Ce travail peut être supposé fourni au système sous trois formes :

$\alpha$  : comme travail de compression correspondant au terme  $\Psi_1\psi_1 = p\Delta v$  du travail virtuel ;

$\beta$  : comme travail d'autre nature correspondant aux termes  $\Psi_3\psi_3 + \dots + \Psi_n\psi_n$  ;

$\gamma$  : enfin il peut aussi être emprunté en totalité ou en partie à une source de chaleur à température convenable fournissant au système une quantité de chaleur  $\Delta Q$  qui se transforme partiellement en travail dans son passage à une température moindre. Cette partie du travail correspond à  $\Psi_2\psi_2 = T\Delta S$ .

La *compressibilité généralisée* est par définition le rapport du travail  $\Delta_2 A$  au carré de la surpression  $\Delta p^2$ . Le théorème s'énonce donc ainsi : *la compressibilité généralisée d'un système est minimum à modifications entravées (de première espèce)*.

Si nous limitons nos comparaisons à des transformations pour lesquelles le travail  $\beta + \gamma$  est nul, le théorème se particularise : *la compressibilité d'un système est minimum à modifications entravées (de première espèce). En particulier il faut qu'on ait  $\psi_2 = 0$ , c'est-à-dire compression adiabatique<sup>(1)</sup>*. La compressibilité dont il s'agit ici est la compressibilité proprement dite, puisque dans les hypothèses restrictives que nous avons faites  $\frac{\Delta_2 A}{\Delta p^2}$  se réduit à  $\frac{1}{2} \frac{\Delta v}{\Delta p}$  <sup>(2)</sup>.

$A_2$ .  $\Psi_2$  *donné*. — Si l'on se donne  $\Psi_2 = \Delta T$ , c'est-à-dire l'accroissement de température imposé au système, la déformation qui coûtera le moins de travail utilisable sera celle qui se fait à modifications entravées ( $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n = 0$ ).

Ce travail peut être supposé fourni au système sous les trois formes  $\alpha, \beta, \gamma$ .

La *capacité calorifique généralisée* est par définition le rapport du travail  $\Delta_2 A$  au carré de l'élévation de température  $\Delta T^2$ . Le théorème s'énonce donc ainsi : *la capacité calorifique généralisée est minimum à modifications entravées (de première espèce)*.

Si nous limitons nos comparaisons à des transformations pour lesquelles le travail  $\alpha + \beta$  est nul, le théorème se particularise : *la*

(1) Nous n'avons pas besoin de faire observer que cet énoncé est nettement distinct de l'énoncé I donné par M. Raveau. La même remarque s'applique aux théorèmes suivants.

(2) Si l'on se limite au cas  $n = 2$ , on retrouve  $\left(\frac{dv}{dp}\right)_T > \left(\frac{dv}{dp}\right)_S$ .

capacité calorifique d'un système est minimum à modifications entravées (de première espèce). En particulier, il faut qu'on ait  $\psi_1 = 0$  (volume constant)<sup>(1)</sup>. La capacité calorifique est prise ici dans un sens légèrement différent du sens ordinaire. Elle a pour mesure  $\frac{1}{2} \frac{\Delta S}{\Delta T}$ . Le théorème reste vrai pour la capacité calorifique ordinaire  $\frac{\Delta Q}{\Delta T}$  si l'on s'astreint à n'effectuer que des transformations réversibles<sup>(2)</sup>.

**B<sub>1</sub>.**  $\psi_1$  donné. — Si l'on se donne  $\psi_1$ , c'est-à-dire une variation de volume  $\Delta v$  à réaliser, on l'obtiendra avec la moindre dépense de travail en opérant à modifications entravées (de seconde espèce), c'est-à-dire en faisant  $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n = 0$ .

L'extensibilité généralisée du système sera par définition  $\frac{\Delta_2 A}{\Delta v^2}$ . Elle est minimum à modifications entravées (de seconde espèce).

Supposons nul le travail  $\beta + \gamma$ ; il vient :

La compressibilité d'un système est MAXIMUM quand on opère à modifications entravées (de seconde espèce). En particulier la compression doit être isotherme.

**B<sub>2</sub>.**  $\psi_2$  donné. — Si l'on se donne  $\psi_2$ , c'est-à-dire la variation d'entropie  $\Delta S$  qui doit apparaître dans le système, le travail nécessaire pour la réaliser est minimum quand on opère à modifications entravées (de seconde espèce), c'est-à-dire en faisant  $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n = 0$ .

La capacité entropique du système sera par définition  $\frac{\Delta_2 A}{\Delta S^2}$ . Elle est minimum à modifications entravées (de seconde espèce).

Supposons nul le travail  $\alpha + \gamma$ ; il vient :

La capacité calorifique<sup>(3)</sup> d'un système est MAXIMUM quand on opère à modifications entravées (de seconde espèce). En particulier il faut maintenir la pression constante.

Les théorèmes B<sub>1</sub> et B<sub>2</sub> conduisent à des conditions de maximum, tandis que A<sub>1</sub> et A<sub>2</sub> conduisent à des conditions de minimum. Cette

(1) Si l'on se limite au cas  $n = 2$ , on retrouve  $\left(\frac{dS}{dT}\right)_p > \left(\frac{dS}{dT}\right)_v$ .

(2) Il suffit même de s'imposer la réversibilité pour l'une ou l'autre des deux transformations que l'on compare (modifications entravées ou non entravées) et cela selon le signe de  $\Delta T$ .

(3) Ici encore ce mot n'est pris dans le sens ordinaire que si l'on s'astreint à envisager seulement des transformations réversibles. (Voir note page précédente.)

apparente opposition existait déjà dans les théorèmes A et B de lord Rayleigh. Le lecteur se rendra compte aisément que nos énoncés  $B_1$  et  $B_2$  sont parfaitement compatibles avec les énoncés en apparence opposés de M. Raveau.

Il reste à éclaircir les propositions ci-dessus au moyen d'un exemple simple.

Soit un système constitué de deux phases de masses  $m$  et  $1 - m$ , soumises à une pression et à une température uniformes. Les degrés de liberté sont au nombre de trois et l'on peut prendre comme paramètres caractéristiques  $dv$ ,  $dS$  et  $dm$ , les deux premiers de ces paramètres étant définis par les relations :

$$(68) \quad v = v_1 m + v_2 (1 - m);$$

$$(69) \quad S = S_1 m + S_2 (1 - m).$$

La variation de l'énergie utilisable est :

$$(70) \quad \Delta_2 A = \frac{1}{2} [\Delta p \Delta v + \Delta T \Delta S + \Delta(A_1 - A_2) \Delta m],$$

comme on le voit immédiatement en se servant de :

$$(71) \quad A = A_1 m + A_2 (1 - m).$$

Un système de ce genre peut être le siège de modifications intérieures de deux espèces. Les premières sont celles qui correspondent à un accroissement de volume, d'entropie, ou de la masse  $\Delta m$  d'un des constituants. Les autres sont celles qui sont accompagnées d'un changement de pression, de température, ou d'une variation *inéga*le d'énergie libre par unité de masse de chacun des constituants. Les théorèmes  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$ ,  $B_2$  prennent ici une expression très simple :

$A_1$ . — La compressibilité est *minimum* quand on opère adiabatiquement et sans changer les proportions des constituants.

$A_2$ . — La capacité calorifique est *minimum* quand on opère à volume constant et sans changer les proportions des constituants.

$B_1$ . — La compressibilité est *maximum* quand on opère isothermiquement et que les variations spécifiques d'énergie libre sont les mêmes pour les deux constituants.

$B_2$ . — La capacité calorifique est *maximum* quand on opère à pression constante et que les variations spécifiques d'énergie libre sont les mêmes pour les deux constituants.

## IX

Nous terminerons cet exposé en indiquant ce que deviennent, pour un système thermodynamique en équilibre stable, les deux corollaires établis par lord Rayleigh.

PROPOSITION I. — Si un système thermodynamique est en équilibre stable sous l'action de forces généralisées données (par exemple  $p, T, A_1 - A_2$ ), toute altération du système dans le sens d'une diminution d'énergie libre conduit à un nouvel état d'équilibre *moins stable*.

PROPOSITION II. — Si un système thermodynamique en équilibre est astreint à des déplacements généralisés donnés (par exemple  $\Delta v, \Delta S$  ou  $\Delta m$ ), toute altération du système dans le sens d'une diminution d'énergie libre conduit à un nouvel état d'équilibre *plus stable*.

---

ABERRATIONS DANS LE MIROIR PARABOLIQUE;

PAR M. JEAN BLEIN.

On sait que le miroir parabolique est *stigmatique* pour un couple de points conjugués, le point à l'infini sur l'axe et le foyer F. D'ailleurs il n'est pas aplanétique pour ces points; la condition d'aplanétisme d'Abbe (*condition des sinus*) est, dans le cas actuel, où l'un des points stigmatiques est rejeté à l'infini et où la lumière se propage constamment dans l'air :

$$\epsilon h = y' \sin u$$

( $\epsilon$ , diamètre apparent petit d'un objet à l'infini voisin de l'axe;  $y'$ , diamètre de l'image correspondante, fournie par les rayons qui tombent près du sommet du miroir). On déduit de la *fig. 1* :

$$FI = \frac{h}{\sin u} = C^{\text{te}},$$

ce qui n'est évidemment pas réalisé.

Je me propose d'indiquer la position des focales sur un pinceau, parallèle avant réflexion, dont le rayon principal se propage dans un plan méridien; le résultat est particulièrement simple. Je déterminerai ensuite la forme de la tache d'aberration dans le plan focal



lorsque le faisceau parallèle incident est peu incliné sur l'axe; c'est dans ces conditions que sont utilisés les miroirs paraboliques dans les télescopes, instruments à champ très restreint.

*Focales et caustiques.* — On sait que, par raison de symétrie, une focale est normale au plan méridien, l'autre dans ce plan. La première, la focale *transverse*, perce le plan méridien en un point de l'enveloppe des rayons lumineux situés dans ce plan. Considérons un tel rayon incident BI faisant l'angle  $\theta$  avec l'axe (*fig. 1*); le rayon réfléchi fait l'angle  $\theta$  avec IF; un rayon réfléchi en un point voisin

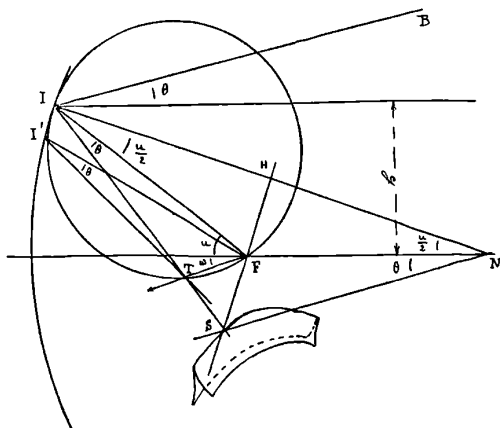


FIG. 1.

l' du plan méridien fait l'angle  $\theta$  avec I'F; ces deux rayons se rencontrent en T et, par suite de l'égalité des angles en I et I', le quadrilatère TFII' est inscriptible et la position limite de T est sur le cercle tangent à la parabole méridienne en I et passant par le foyer. Lorsque le point à l'infini B (et par suite l'angle  $\theta$ ) varie, le point T décrit ce cercle.

Le point T qui fixe la position de la focale transverse est le point de contact du rayon réfléchi et de son enveloppe la *caustique*.

Cette caustique est définie par les équations :

$$FT = \rho = \frac{f \sin \theta}{\cos^3 \frac{\omega}{2}} \quad (f, \text{ distance focale du miroir});$$

$$\omega = \frac{3u}{2} + \theta - \frac{\pi}{2}.$$

Elle a la forme symétrique (à branches paraboliques) indiquée par la *fig. 2*. Dans la partie qui correspond à la région du miroir voisine du sommet, seule intéressante, elle ne s'éloigne pas trop d'un cercle dont le centre est au foyer. La première nappe de la surface caustique coupe normalement le plan méridien suivant la courbe précédente.

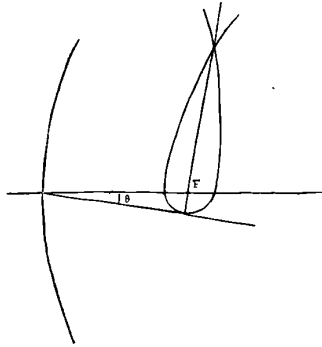


FIG. 2.

La seconde focale, la focale *sagittale*, correspond au deuxième mode de groupement de rayons concourants; sa position est définie par le point limite où un rayon peu incliné sur le plan méridien perce ce plan. Soit  $IN$  la normale en  $I$  au miroir,  $N$  son point de rencontre avec l'axe (*fig. 1* et *3*); la normale en un point  $I_1$  du parallèle de  $I$  passe aussi par  $N$  et le plan d'incidence d'un rayon  $BI_1$ , parallèle à  $BI$  coupe le plan méridien suivant  $NS$ , parallèle aussi à  $BI$ .

Le rayon réfléchi en  $I_1$  rencontre donc le plan méridien sur la droite  $NS$ ; le point de rencontre limite se trouve en  $S$  à l'intersection de la droite  $NS$  et du rayon réfléchi  $IT$ . Les triangles  $SIN$ ,  $TIN$  sont isocèles, comme on le voit à une simple inspection de la figure; par suite, lorsque le point à l'infini  $B$  (et par suite l'angle  $\theta$ ) varie, le point  $S$  décrit la perpendiculaire  $FH$  abaissée du foyer sur la normale en  $I$  au miroir.

Le point  $S$  qui fixe la position de la focale sagittale est un point de l'arête de rebroussement de la seconde nappe de la surface caustique; l'équation de cette arête n'offre pas d'intérêt, sa forme est indiquée par la *fig. 1*, qui représente également la forme de la surface caustique à son voisinage.

*Le coma (aigrette).* — Au point de vue pratique, ce qui importe, c'est la forme et la grandeur de la tache d'aberration dans le plan focal, lorsqu'on utilise des faisceaux plus ou moins ouverts (*u assez grand*) provenant d'un point à l'infini dont la distance angulaire à l'axe est très petite ( $\theta$  beaucoup plus petit que  $u$ ). Dans ce cas, pour un système centré quelconque, les seules aberrations à considérer sont :

- 1° L'aberration sphérique, qui est supprimée ici ;
- 2° Le coma proprement dit ou aigrette.

Prenons les rayons dont les points d'incidence sont sur un même parallèle ( $u$  constant) ; on dit qu'ils appartiennent à une même zone ; les rayons réfléchis coupent le plan focal suivant une courbe qui est la courbe d'aberration correspondant à la zone considérée. La théorie générale des aberrations <sup>(1)</sup> montre que, pour le coma, les courbes d'aberration sont des cercles vus du point image fourni par les rayons centraux sous un angle de  $60^\circ$  ; nous allons retrouver directement ce résultat, ce qu'on ne peut pas faire lorsque l'aberration sphérique existe parce qu'elle se superpose alors au coma.

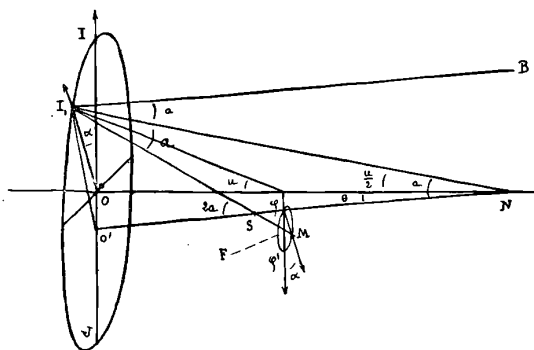


FIG. 3.

Dans ce qui suit, nous considérerons  $\theta$  comme un infiniment petit du premier ordre, et nous négligerons les infiniment petits d'ordre supérieur. Soit  $I_1$  le point d'incidence d'un rayon  $BI_1$  provenant d'un point à l'infini B du plan méridien ION, situé à une distance angulaire  $\theta$  de l'axe. Le point  $I_1$  est défini par l'angle  $\alpha$  (fig. 3). La normale en

(1) Voir A. PELLETAN, *De l'Eikonal* (J. de Phys., 4<sup>e</sup> série, t. VI, p. 782 ; 1907.

$I_1$  passe par le point N de l'axe ; le segment ON est la sous-normale et vaut  $2f$  ; le segment  $I_1N$  vaut  $\frac{2f}{\cos \frac{u}{2}}$ .

Menons par N la parallèle  $NO'$  au faisceau incident ; elle perce le plan focal en  $\varphi$ , le plan du parallèle  $\Pi_1$  en  $O'$ . Ce point  $O'$  est, par hypothèse, à une distance du centre O très petite par rapport au rayon  $OI$  ; l'angle  $I_1O'I$  est égal, à un infiniment petit près, à  $\alpha$ . Le plan d'incidence en  $I_1$  n'est autre que le plan  $I_1NO'$  ; il coupe le plan focal suivant  $\varphi M$  parallèle à  $O'I_1$  ; l'angle  $M\varphi\varphi'$  est égal à  $\alpha$  à un infiniment petit près et, avec la même approximation, l'angle  $O'\varphi M$  est droit. Le rayon réfléchi, figuré en  $I_1SM$  et dont l'angle avec la normale est  $\alpha$ , fait avec la direction des rayons incidents un angle  $2\alpha$  ; par suite dans le triangle  $S\varphi M$ , nous avons :

$$\varphi M = \varphi S \operatorname{tang} 2\alpha ;$$

mais

$$\begin{aligned} \varphi S &= SN - \varphi N = SN - FN \\ &= \frac{I_1N}{2} \left( \frac{1}{\cos \alpha} - \frac{1}{\cos \frac{u}{2}} \right). \end{aligned}$$

Dans le trièdre de sommet N,

$$\cos \alpha = \cos \frac{u}{2} \cos \theta - \sin \frac{u}{2} \sin \theta \cos \alpha,$$

ou, au degré d'approximation admis :

$$\cos \frac{u}{2} - \cos \alpha = \theta \sin \frac{u}{2} \cos \alpha,$$

en sorte que :

$$\varphi S = f\theta \cos \alpha \frac{\sin \frac{u}{2}}{\cos^3 \frac{u}{2}}$$

et finalement :

$$\varphi M = f\theta \cos \alpha \frac{\sin \frac{u}{2} \operatorname{tang} u}{\cos^3 \frac{u}{2}}.$$

Le lieu du point M est donc un cercle de diamètre  $\varphi\varphi'$  :

$$\varphi\varphi' = f\theta \frac{\sin \frac{u}{2} \operatorname{tang} u}{\cos^3 \frac{u}{2}}.$$

Ce cercle est décrit deux fois par le point M, lorsque I<sub>1</sub> parcourt une fois le parallèle; le point  $\varphi'$  correspond aux extrémités du diamètre méridien IJ, le point  $\varphi$  aux extrémités du diamètre perpendiculaire.

Dans la pratique, l'angle  $u$  n'est jamais très grand, de sorte que, pour achever le calcul, on peut se borner au premier terme du développement de chaque ligne trigonométrique; cela donne :

$$\varphi\varphi' = f\theta \frac{u^2}{2}.$$

Quant à l'image fournie par les rayons centraux, on voit facilement qu'elle est en  $\varphi_0$  définie par :

$$F\varphi_0 = f\theta,$$

alors que :

$$F\varphi = FN \times \theta = \frac{f\theta}{\cos^2 \frac{u}{2}},$$

d'où, au degré d'approximation admis :

$$\varphi_0\varphi = f\theta \frac{u^2}{4} = \frac{1}{2} \varphi\varphi'.$$

Le cercle  $\varphi\varphi'$  est vu du point  $\varphi_0$  sous un angle de  $60^\circ$  (fig. 4).

Ainsi le coma présente comme courbes d'aberration des cercles vus du point image dû aux rayons centraux sous un angle de  $60^\circ$ .

L'ensemble de ces courbes forme une tache lumineuse en forme d'aigrette, très intense à la pointe et qui s'estompe assez rapidement.

La longueur maximum de la tache est  $\frac{3}{4} f\theta u^2$  sa largeur  $\frac{1}{2} f\theta u^2$ .

Ce résultat, conforme à celui que fournit la théorie des aberrations, a été obtenu en faisant les mêmes approximations, à savoir :

1° Le point objet B est à une distance angulaire de l'axe  $\theta$ , qui est très petite ;

2° L'ouverture du faisceau  $2u$  est petite, mais beaucoup plus grande que  $\theta$  ; on ne peut pas, dans le calcul, les considérer comme du même ordre de grandeur.

D'ailleurs, le résultat actuel est un peu plus général, en ce sens que, même pour des angles  $u$  grands, la courbe d'aberration reste un cercle.

Il reste à fixer par quelques nombres la valeur pratique des considérations précédentes ; je prendrai deux exemples : le télescope de l'observatoire de Paris, de 1<sup>m</sup>,20 de diamètre et de 7<sup>m</sup>,20 de distance focale, et un télescope de l'observatoire de Meudon, de 1 mètre de diamètre et de 3 mètres de distance focale.

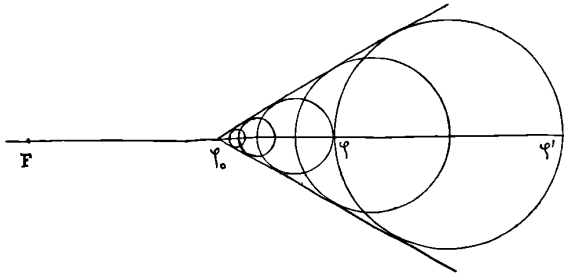


FIG. 4.

Ce dernier, servant à la photographie, donnerait du Soleil et de la Lune une image d'environ 1<sup>cm</sup>,5 ( $= f\theta$ ) de rayon. L'angle  $u$  vaut ici  $\frac{1}{6}$ . Un point des bords de l'astre donnerait une tache d'aberration dont le diamètre serait :

$$\frac{f\theta}{48}, \text{ environ } 0^{\text{mm}},3.$$

C'est à peu près suffisant pour la photographie directe, si l'on tient compte de la répartition dissymétrique de la lumière dans la tache d'aberration ; ce ne le serait plus sans doute si l'on voulait observer les bords de l'image avec un oculaire de quelque puissance.

Dans le miroir de Foucault de l'observatoire de Paris, l'angle  $u$  vaut  $\frac{1}{12}$ , le diamètre de la tache d'aberration vaut  $\frac{f\theta}{192}$ . Mais le champ de cet instrument étant très restreint (il n'atteint pas une minute), la région de l'image focale que l'on observe a seulement un rayon de

TURPAIN. — MICROAMPÈREMÈTRE ENREGISTREUR 1003  
1 millimètre environ. Sur les bords, le diamètre de la tache due au coma est de l'ordre du  $\frac{1}{200}$  de millimètre; l'image peut supporter un assez fort grossissement.

Au point de vue théorique, le coma est caractérisé par un défaut d'homogénéité dans la netteté de l'image, parfaite au centre et vite mauvaise à quelque distance. En réalité, ce défaut ne doit pas paraître aussi accusé. En effet on est arrivé au miroir parabolique par des retouches successives et on s'est arrêté dans ces retouches lorsque l'image a paru bonne dans l'ensemble.

Ensuite la diffraction intervient : dans le miroir de 1<sup>m</sup>,20, la tache de diffraction correspond à un angle d'un dixième de seconde; elle a un rayon de  $\frac{0,72}{200}$  millimètre : elle est par suite du même ordre de grandeur que le coma, et les considérations d'optique géométrique ne peuvent plus du tout nous fixer sur la forme de la tache focale, l'image devient homogène; ces considérations gardent toute leur valeur pour le miroir de Meudon où la tache de diffraction est beaucoup plus petite que le coma.

---

#### MICROAMPÈREMÈTRE ENREGISTREUR (1);

Par M. ALBERT TURPAIN.

Dans le but d'enregistrer les courants bolométriques de dispositifs destinés à mesurer l'énergie des décharges orageuses, nous avons combiné un microampèremètre à inscription continue. Cet appareil n'utilise pas l'enregistrement photographique, qui présente le grand inconvénient de nécessiter un développement préalable et par suite ne permet pas de connaître la valeur de l'intensité du courant inscrit au moment même où elle se produit.

Notre microampèremètre est un galvanomètre à cadre mobile. Le circuit parcouru par le courant à enregistrer forme un cadre mobile dans le champ magnétique d'un électro-aimant de M. P. Weiss. Des pièces polaires de profil spécial concentrent le champ dans la partie

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 2 juin 1911.

de l'espace où le cadre mobile se déplace. Un ressort antagoniste ramène le cadre à sa position de zéro lorsqu'aucun courant ne parcourt le pont du bolomètre. Il suffit d'entretenir dans l'électro-aimant de M. P. Weiss un courant d'une intensité de  $3^{\alpha}$  pour développer un champ magnétique capable de produire un couple assez intense pour permettre l'inscription graphique. Une plume et un cylindre d'enregistreur J. Richard réalisent cette inscription.

Avec un cadre mobile n'ayant que  $3^{\omega}$  de résistance, on obtient un déplacement de l'aiguille de 100 millimètres pour 10 milliampères, ce qui permet de mesurer un courant de 100 microampères par un déplacement de l'aiguille de 1 millimètre. Comme on peut, avec un peu d'habitude, lire des variations d'inscription de un cinquième de millimètre, on peut apprécier les 20 microampères.

Si l'on utilise un cadre mobile présentant  $260^{\omega}$  à  $300^{\omega}$  de résistance, on obtient une sensibilité décuple. Un déplacement de l'aiguille de 100 millimètres correspond alors à 1 milliampère. La mesure de 10 microampères se fait alors par un déplacement de 1 millimètre, et on peut apprécier, en lisant le cinquième de millimètre, une variation d'intensité de courant de 2 microampères.

Ce dispositif nous paraît susceptible, en dehors de l'enregistrement des courants bolométriques, pour lequel nous l'avons combiné, de servir à l'inscription, par le procédé extrêmement pratique de l'enregistrement graphique, de courant de l'ordre de 20 microampères en n'utilisant, à cet effet, qu'un circuit très peu résistant ( $3^{\omega}$ ). Si l'on peut sans inconvénients donner au circuit d'inscription une résistance de l'ordre de  $300^{\omega}$ , on peut obtenir l'inscription graphique de courants de l'ordre de 2 microampères.

On peut sans crainte d'échauffement exagéré maintenir pendant plusieurs heures un courant de  $3^{\alpha}$  dans l'enroulement de l'électro-aimant de M. P. Weiss. La dépense ( $3^{\alpha} \times 36^{\nu} = 108^{\nu}$ ) ne représente que 7 à 8 centimes à l'heure au prix de 0 fr. 70 le kilowatt-heure.

Ce dispositif a été construit sur nos indications avec beaucoup de soin par la maison J. Richard, qui s'est fait une spécialité des instruments inscripteurs de précision.



## APPAREILS ENREGISTREURS ET PRÉVISEURS DES ORAGES (1);

Par M. ALBERT TURPAIN.

La solution du problème de l'annonce de l'orage présente, dans bien des cas, un très grand intérêt pratique, s'il s'agit, par exemple, de prévoir et de parer à la chute possible de la grêle.

Les détecteurs d'ondes électriques, en particulier le cohéreur, sont sensibles à l'effet des décharges électriques d'origine atmosphérique. Le cohéreur permet donc d'observer les orages à distance.

Le cohéreur est placé dans un circuit formé d'une pile et d'un frappeur (fig. 1).

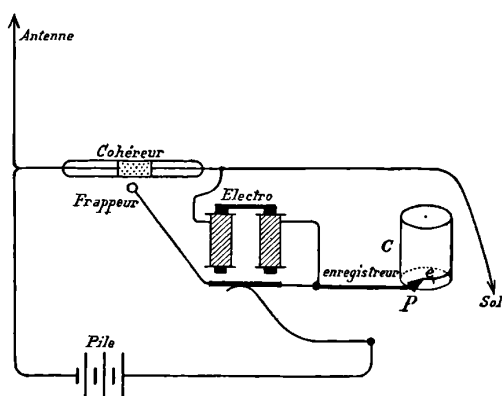


FIG. 1. — Cohéreur appliqué à l'observation et à l'enregistrement des orages. C, cylindre enregistreur; P, plume d'inscription; e, trace d'une décharge.

L'une des électrodes du cohéreur communique avec une antenne, long fil métallique isolé dressé verticalement. L'autre extrémité du cohéreur est reliée à la terre. La très grande résistance que présente d'ordinaire la limaille du cohéreur s'oppose à ce que le courant actionne le frappeur.

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 2 juin 1911.

L'antenne vient-elle à recevoir des ondes électriques ou se trouve-t-elle influencée par une décharge électrique d'origine atmosphérique même lointaine, alors la résistance du cohéreur diminue, au point que le courant de la pile traverse l'électro-aimant du frappeur. On dit que le cohéreur est cohéré. Le marteau du frappeur choque alors brusquement le tube cohéreur et le ramène à sa résistance primitive.

Une plume d'enregistreur située à l'extrémité du levier frappeur prolongé permet d'enregistrer les décharges,  $e$ , sur un cylindre C en rotation à l'aide d'un mouvement d'horlogerie.

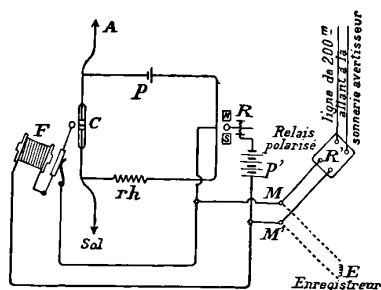


FIG. 2. — Expériences de Saint-Émilion (M. Turpain, 1902).  
Schéma des connexions du poste d'observation.

La *fig. 2* représente le schéma d'un poste d'observation et de prévision des orages que nous avons établi naguère, en 1902, au domaine de Pavie, à Saint-Emilion (Gironde). Un relais est intercalé dans le circuit du cohéreur. Il actionne, d'une part le frappeur, d'autre part un second relais polarisé. Il fallait, en effet, avertir de la cohérotation le régisseur séjournant à 200 mètres du lieu où, sur une hauteur, était établie l'antenne. Une sonnerie électrique, commandée par le relais polarisé, remplissait cet office. Le 19 juin 1902, nous avons pu, alors que le ciel était serein et sans un nuage à l'horizon, prévoir, dès onze heures et demie du matin, un orage dont le premier coup de tonnerre ne se fit entendre qu'à une heure du soir et qui éclatait sur Pavie à quatre heures de l'après-midi. L'orage avait donc été prévu quatre heures et demie avant son arrivée.

Les cohéreurs à limaille sont inconstants, inégaux, ils ne sont jamais semblables à eux-mêmes. Je leur ai préféré, dans le dispositif

définitif que, sur mes indications, la maison J. Richard construit, le cohéreur à aiguilles à coudre. A l'exemple de M. Fényi, des aiguilles à coudre sont placées en croix. J'ai adopté la combinaison suivante: sept aiguilles (*fig. 3*) sont croisées de manière à réaliser six contacts en série. Les trois aiguilles *a, a, a*, posées sur les quatre autres *b, b, b, b*, sont munies à leurs extrémités de petites masses de cuivre *m* au moyen desquelles on peut graduer la pression. De petits boutons

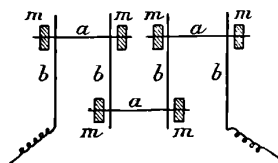


FIG. 3. — Combinaison de six contacts en série réalisés au moyen de sept aiguilles seulement. Le réglage des contacts s'obtient au moyen des masses *m* qui permettent de graduer la pression des aiguilles *a* sur les aiguilles *b*.

fixés à la planchette qui supporte le tout empêchent le déplacement des aiguilles, tout en les laissant mobiles.

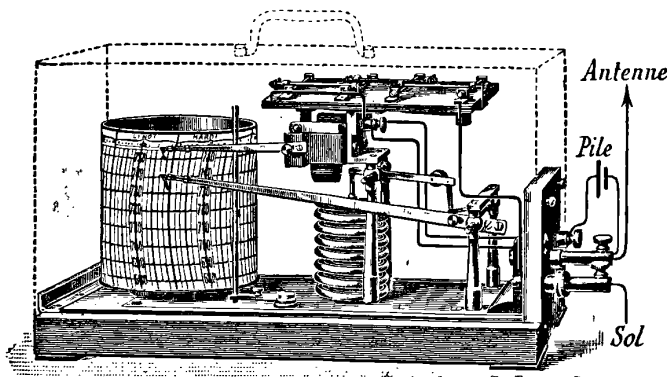


FIG. 4. — Dispositif inscripteur des décharges associé à un baromètre enregistreur Richard (destiné aux petites stations météorologiques).

Sur une planchette sept aiguilles à coudre, en croix, forment six contacts en série disposés entre l'antenne et la prise de terre. Le circuit d'une pile (un élément Leclanché, type Delafond) comprend le cohéreur à aiguilles et un frappeur placés en série. Le levier du frappeur, prolongé par une plume d'inscription, marque les décharges sur le cylindre enregistreur, parallèlement à la pression atmosphérique.

La *fig. 4* représente le dispositif que nous avons combiné, associé à un baromètre enregistreur.

Dans un même circuit se trouvent disposés en série :

1° Les six contacts placés sur une mince planchette suspendue en porte-à-faux ;

2° Un électro-aimant dont la palette actionne un levier ; une extrémité de ce levier est munie d'une plume d'enregistreur et l'autre extrémité porte un marteau frappeur qui choque la palette et produit la décohération.

Dans la combinaison de ce signaleur d'orages avec le baromètre enregistreur, les décharges atmosphériques s'inscrivent parallèlement à la pression. En employant trois cylindres enregistreurs interchangeable, faisant respectivement leur révolution en une semaine, un jour et une heure, on peut commodément observer et enregistrer avec régularité les orages. En temps ordinaire, le cylindre hebdomadaire est en fonction ; on le remplace, à l'annonce d'une journée orageuse, par le cylindre journalier, et, à l'approche d'un orage, par le cylindre horaire.

On trouvera des indications complémentaires sur les observations d'orages faites à l'aide de ces dispositifs dans les divers mémoires et articles que j'ai publiés, et notamment dans : *La télégraphie sans fil et les applications pratiques des ondes électriques*, 2<sup>e</sup> édition, G. V., 1908, ch. xi, étude des orages ; — *C. R. de l'A. F. A. S., Congrès de Lille*, 1909, p. 375 ; — *La Nature : les orages et leurs observations*, 1<sup>er</sup> mai 1909.

Les conditions optima de l'emploi de ces contacts, aiguilles sur aiguilles, employés comme cohéreur, correspond à 0,25 volt par contact. Un élément Leclanché (une pile sèche Delafond, type des téléphones, convient parfaitement) suffit tant à la décohération qu'à l'inscription.

On peut encore associer le cohéreur à aiguilles disposé à la manière dont nous l'indiquons, soit avec un statoscope, soit mieux encore avec un milliampèremètre enregistreur.

Le précédent enregistreur d'orages ne donne que le moment d'une décharge atmosphérique. En combinant un milliampèremètre enregistreur avec le cohéreur à aiguille, j'ai réalisé un dispositif enregistreur qui permet d'obtenir des renseignements sur l'approche des temps orageux.

C'est ainsi que les avertisseurs d'orages à milliampèremètres en-

registreurs, construits sur mes indications par M. J. Richard et dont sont munis mes postes de Poitiers (Faculté des Sciences) et de la Rochelle, me permettent constamment de prévoir les orages deux heures, trois heures et même quatre heures à l'avance. Le milliampèremètre enregistreur de 0 à 100 milliampères de  $3^{\omega}$  de résistance convient parfaitement.

C'est un de ces avertisseurs d'orages à milliampèremètre enregistreur qui fut foudroyé le 15 décembre dernier, au poste de la Rochelle et permit d'observer la production d'une éclair globulaire consécutif au foudroiement de l'antenne (1).

Diverses photographies sont soumises aux membres de la Société de Physique. L'une d'elles représente le dispositif enregistreur d'orages associé à un baromètre enregistreur, suspendu par un bracelet de caoutchouc afin de le soustraire aux perturbations dues aux vibrations mécaniques. Une autre vue montre ce même dispositif comprenant dans son circuit un milliampèremètre enregistreur. Cela permet, tout en relevant parallèlement les inscriptions des décharges et la pression atmosphérique, de suivre l'état de cohération des aiguilles à coudre et de prévoir, plusieurs heures à l'avance, les orages. Une autre vue photographique a trait aux antennes et au poste d'observation et de prévision des orages qui fut installé en 1902 à Saint-Émilion. Une autre photographie montre les antennes d'hiver et d'été qui, sur mes indications et à la suite des nombreuses campagnes d'études des orages faites au puy de Dôme, ont été installées depuis 1903 à cet observatoire, où j'ai toujours reçu du si regretté directeur Brunhes le plus cordial accueil. Une dernière vue représente le poste de Poitiers et son antenne.

Nous avons donné (voir *J. de Phys.*, ce vol., p. 375, fig. 4 et 5) la vue de l'enregistreur d'orages associé à un milliampèremètre et logé tout entier dans la cage dudit milliampèremètre enregistreur. La pile seule est à l'extérieur de l'appareil. Un petit voltmètre de 0 à 3 volts permet de s'assurer, en pressant un bouton de contact, que la pile n'est pas encore polarisée et fournit bien les 1<sup>v</sup>,4 à 1<sup>v</sup>,5 nécessaires aux six contacts en série des aiguilles. Ce dispositif à milliampèremètre enregistreur, suspendu comme tous mes appareils au moyen de forts bracelets de caoutchouc, se

---

(1) Voir *la Nature*, 1911, numéro du 22 avril ; *J. de Phys.*, ce vol., p. 372.

trouve soustrait complètement à l'influence nuisible des vibrations mécaniques. Il suffit, pour le soustraire aux influences des ondes électriques voisines, d'anti-inducter tout l'appareil et au besoin une certaine longueur de l'antenne. On y parvient en tapissant d'étain toute la cage de l'appareil et en constituant la portion d'antenne à anti-inducteur par un fil sous plomb dont le revêtement métallique extérieur est en relation avec la tapisserie d'étain.

Parfois, comme c'est le cas à Paris, les ondes parasites dont on cherche à se débarrasser ne sont pas dues à la manœuvre d'interrupteurs ou autres appareils électriques voisins du cohéreur, mais bien à des ondes émises par un poste de télégraphie sans fil. Tel est le cas pour les appareils enregistreurs d'orages installés à Paris, dont les antennes reçoivent les ondes électriques très puissantes émises par la tour Eiffel. C'est le cas du poste d'observation d'orages installé et surveillé par M. Pouliez à la Nation et qui emploie quelques-uns de mes dispositifs avertisseurs. On arrive alors à effectuer le départ entre les ondes d'origine atmosphérique et les ondes de télégraphie sans fil qui, ici, sont les ondes parasites, en réglant la pression des contacts. Ainsi, au poste de Paris-la Nation, réglé et surveillé avec beaucoup de soin par M. L. Pouliez, les signaux horaires et les autres émissions de la tour Eiffel sont marqués par  $0^{m\alpha}$ , 5 l'après-midi et le soir et par  $1^{m\alpha}$  le matin au lever du soleil (fait constaté journellement). Comme la décohération se produit pour  $40^{m\alpha}$ , on peut très aisément faire le départ des décharges de télégraphie sans fil. Ce poste de la Nation possède un de mes dispositifs depuis le 15 mars. Il a déjà servi à enregistrer plusieurs orages et en particulier un qui a éclaté à l'ouest de Paris, à 50 kilomètres, et un autre à Crépy-en-Valois.

On peut régler la sensibilité du cohéreur à aiguilles au moyen des petites masses  $m$  (fig. 3), qui assurent une pression plus ou moins forte. Pour éviter que l'humidité ne vienne à faire varier la valeur cohérente du contact aiguille sur aiguille, il est bon de maintenir constamment une substance desséchante dans la cage de l'appareil. Mes dispositifs comportent à cet effet une petite nacelle à  $\text{CaCl}_2$ . On pourrait placer tout le dispositif frappeur et planchette de cohéreur dans le vide, mais en dehors de la difficulté qu'il y aurait à assurer le vide dans une enceinte comprenant une planchette de bois, cela rendrait le réglage des contacts et leur vérification assez malaisés et compliquerait inutilement le dispositif.

Quand on utilise l'enregistreur à milliampèremètre, on apprécie l'approche ou l'éloignement du météore à la valeur plus ou moins intense du courant admis par le cohéreur. On peut d'ailleurs, lorsque les inscriptions de la plume des décharges se font trop fréquentes, alors que l'orage est éloigné, diminuer la sensibilité du cohéreur en posant rapidement quelques petites masses supplémentaires  $m$  (voir *fig. 3*) à cheval sur les aiguilles  $b$ . Des bouts de fils fusibles de plomb manœuvrés au moyen d'une brucelle suffisent à ce réglage supplémentaire et momentané. On peut également shunter légèrement le milliampèremètre pour lui permettre momentanément de ne pas dépasser ses limites d'intensité, malgré le courant plus élevé qu'on admet, grâce à la suppression, dans le cohéreur à aiguilles, sans que la cohérotation se produisant ramène le tout au zéro. Il est d'ailleurs bon, lors de l'observation d'un orage de l'approche duquel on vient d'être averti, de remplacer le cylindre enregistreur journalier par un cylindre horaire.

J'ai également combiné des dispositifs bolométriques d'observation d'orages, qui ne sont susceptibles d'être utilisés que par des observatoires munis d'un personnel habitué aux mesures physiques délicates. Les dispositifs inscripteurs précédents conviennent par contre parfaitement aux petites stations. Il suffit de savoir changer les feuilles des tambours enregistreurs pour les utiliser.

A l'insécurité que présente tout cohéreur qui, même fût-il constitué, comme ceux à aiguille de M. Fenyi, par des contacts bien définis, ne reste jamais tout à fait semblable à lui-même, le dispositif bolométrique substitue l'échauffement d'un fil de platine pur, qui demeure rigoureusement semblable à lui-même au début de chaque réception.

Les indications d'un galvanomètre disposé dans le pont du dispositif bolométrique sont alors rigoureusement proportionnelles à la racine carrée de l'intensité des décharges atmosphériques reçues par l'antenne. On peut donc, en comparant les indications des décharges successives, avoir des renseignements sur leurs valeurs respectives et, dans bien des cas, en tirer des indications sur la marche de l'orage.

Le schéma du dispositif est donné par la *fig. 5*. Les fils bolométriques identiques  $b_1, b_2$  (de diamètre variant entre  $30 \mu$  et  $80 \mu$ ) sont

disposés côte à côte dans un vase de Dewar, vase à air liquide qui constitue une enceinte pratiquement adiabatique. Les bobines de self-induction  $\beta_1$  et  $\beta_2$  qui s'opposent au passage des ondes électriques dans le reste du circuit et les localisent dans le fil  $b_1$ , sont plongées côte à côte dans une cuve d'huile de pétrole.

Les deux bobines de fil de maillechort B et B' destinées à compenser le pont sont également plongées côte à côte dans la cuve d'huile.

L'équilibre du pont est obtenu par la manœuvre du contact G, qu'on peut mouvoir au moyen d'une vis micrométrique.

L'arrivée d'ondes dans le fil  $b_1$  produit, par l'échauffement du fil qu'elles occasionnent, un déséquilibre du pont qui se traduit par une élévation du galvanomètre. Cette élévation proportionnelle à l'intensité du courant est donc proportionnelle à la racine carrée de la puissance reçue de l'antenne. C'est cette élévation que j'enregistrais en 1908 et 1909, lors de mes premiers essais de ce dispositif, au moyen du déplacement du spot lumineux fourni par le miroir du galvanomètre (voir *fig. 5*) sur une bande photographique sensible animée d'un mouvement de rotation (enregistreur photographique Richard).

En utilisant comme fil bolométrique  $b_1$  deux ou trois fils de diamètres assez différents,  $60 \mu$ ,  $40 \mu$  et  $30 \mu$ , par exemple, on peut être renseigné jusqu'à un certain point sur le parcours et la distance des décharges d'un même orage.

L'inconvénient que présente l'inscription photographique, dont le plus grand est de ne pouvoir lire ces inscriptions qu'après développement, nous a fait rechercher sur ce point un perfectionnement de notre dispositif. Dès 1909, nous avons pu, en suivant à l'œil les mouvements du spot lumineux et par suite les effets des décharges successives d'orages réels sur ce dispositif bolométrique, nous convaincre qu'il présentait un réel intérêt. Puisqu'il donne à chaque instant une valeur exacte de la puissance de la décharge reçue, il permet dès lors de suivre, et cela d'une manière très approchée, les phases successives du phénomène orageux et d'en mesurer exactement la valeur.

Nous avons d'abord cherché à la manière des dispositifs Kodak à développer la bande photographique au fur et à mesure de son impression. Mais cela complique assez notablement le dispositif et ne permet pas de connaître la valeur de l'énergie et de la décharge reçue



par l'antenne au moment même où elle se produit. Nous nous sommes donc proposés de réaliser l'inscription graphique des courants bolométriques, courants qui n'atteignent pas toujours 1 milliampère et

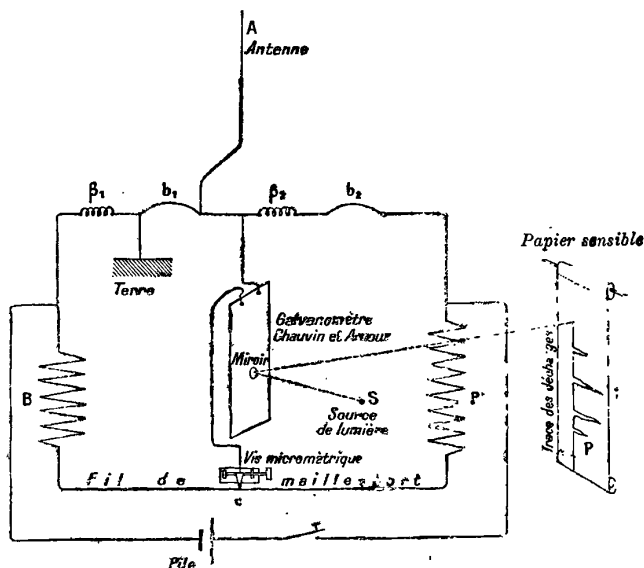


FIG. 5. — Schéma du dispositif d'enregistrement des orages à bolomètre. — Les elongations du galvanomètre enregistrées photographiquement et automatiquement sur la bande de papier P sont rigoureusement proportionnelles aux racines carrées des intensités des décharges reçues par l'antenne. Chaque elongation est par conséquent proportionnelle à la racine carrée de la puissance reçue par l'antenne.

sont le plus souvent de l'ordre de 10 à 100 microampères. Il était nécessaire que le dispositif inscripteur ne présente qu'une très faible résistance de l'ordre de 2 à 3<sup>es</sup> au plus.

Tout récemment, M. J. Richard vient de construire sur mes indications un microampèremètre enregistreur susceptible d'être associé à ces dispositifs bolométriques et qui permet d'enregistrer, non pas photographiquement, mais au moyen d'une plume munie d'encre, de 0 à 10 milliampères pour 100 millimètres. Un millimètre équivaut donc à 100 microampères. On peut facilement apprécier le cinquième de millimètre, c'est-à-dire inscrire à la plume une variation de 20 microampères. Et cependant le cadre du système mobile

1014 TURPAIN. APPAREILS ENREGISTREURS, PRÉVISEURS DES ORAGES ne comporte qu'un circuit de 3<sup>m</sup> à peine de résistance. Ce cadre est placé entre des pièces polaires de profil spécial d'un électro Weiss, dans lequel il n'est nécessaire d'envoyer qu'un courant de 3 ampères.

J'espère arriver avec cet enregistreur à rendre mes dispositifs bolométriques d'enregistrement de l'énergie des décharges atmosphériques aussi pratiques et aussi faciles à confier à des mains peu expérimentées que le sont mes dispositifs actuels enregistreurs et préviseurs d'orage avec baromètre ou avertisseur d'orage avec milliampèremètre.

L'étude suivie et l'enregistrement certain des phénomènes orageux par des appareils inscripteurs toujours semblables à eux-mêmes présente un très grand intérêt. Lorsqu'on aura, en effet, réuni, concernant ces phénomènes, les documents certains et irréfutables que sont les feuilles d'enregistrement d'appareils robustes, bien étudiés et bien réglés, on pourra sans nul doute en tirer des conséquences aussi importantes que celles qu'on déduit de l'enregistrement de la pression atmosphérique par la construction des isobares. Jusqu'à présent les observations d'orages sont tributaires de la conscience et du dévouement plus ou moins grand des observateurs, qui notent sur des feuilles d'observations les éclairs, les coups de tonnerre parfois avec beaucoup de soin, parfois aussi en se fiant aux on-dit. De semblables documents ne peuvent être comparables. Des appareils tels que ceux que je viens de décrire permettent d'enregistrer automatiquement tous les coups de tonnerre, de suivre un orage, d'enregistrer même l'énergie des diverses décharges successives.

Lorsqu'ils se seront répandus, la comparaison des feuilles d'inscription, soit de l'inscripteur à milliampèremètre, soit mieux encore de l'enregistreur à bolomètre permettront d'obtenir d'une façon certaine la carte des orages d'une région et d'avoir sur chaque orage des renseignements complets et surtout comparables.

On pourra se rendre compte avec certitude si en particulier les dispositifs paragrêles sont efficaces. C'est justement pour prévenir assez à l'avance les viticulteurs de Saint-Emilion de l'approche d'un orage que le poste de Château-Pavie avait été installé et muni de mes dispositifs préviseurs d'orages, en 1902. Cette région était, en effet, dès cette époque munie de canons paragrêles. On sait que l'efficacité de ce procédé paragrêles paraît liée à l'attaque du nuage

orageux, faite assez tôt et dans une direction convenable soit par les canons, soit par les fusées paragrêles.

D'autres dispositifs paragrêles automatiques viennent d'être préconisés, ayant pour but la décharge continue et préalable des nuages orageux, et empêchant en même temps que la formation même des orages la chute de la grêle. Ces dispositifs sont assez coûteux. L'étude, au moyen d'enregistreurs d'orages distribués dans une même région, avant et après que cette région aura été munie des paragrêles automatiques, est susceptible d'indiquer sans conteste si ces dispositifs paragrêles automatiques ont l'efficacité qu'on leur accorde, que, dans l'état actuel de nos connaissances, on ne peut *a priori* leur dénier.

Tant du point de vue des progrès de la météorologie électrique que du point de vue d'intérêt plus immédiatement pratique, du contrôle des divers dispositifs paragrêles, la réalisation d'appareils enregistreurs d'orages vraiment pratiques et comparables m'a paru désirable. Je me suis efforcé de combiner de semblables enregistreurs, et je crois les avoir rendus pratiques. Évidemment ils sont encore perfectibles; mais, tels quels, il me paraissent susceptibles d'être employés avec succès dans la pratique des observations.

---

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CLIII, n° 17, 18, 19, 20 et 21 ; octobre-novembre 1911.

J. BOSLER. — Sur le spectre de la comète de Brooks. — P. 756.

INIGUEZ. — P. 757.

J.-PH. LAGRULA et H. CHRÉTIEN. — P. 926.

Le spectre du noyau présente la série des bandes rouge, jaune, verte, bleue des hydrocarbures, voisines de  $\lambda$  612,  $\lambda$  560,  $\lambda$  516 et  $\lambda$  473 et les radiations des hydrocarbures  $\lambda$  436,5 et  $\lambda$  431. On y remarque en outre les radiations  $\lambda$  421 et  $\lambda$  338 du cyanogène, et les radiations  $\lambda$  407, 405, 401, 399. Le spectre est de plus traversé dans toute sa longueur par un faible spectre continu.

La queue présente un spectre différent, avec  $\lambda$  401,  $\lambda$  423,  $\lambda$  433,  $\lambda$  470.

E. JOUGUET. — La loi adiabatique dynamique dans le mouvement des fils. — P. 761.

### Théorie mathématique.

GEORGES CLAUDE. — Sur la fabrication industrielle de l'azote pur. — P. 764.

Suite des belles recherches de l'auteur. Perfectionnant encore la séparation de l'air en O et N grâce au dispositif du retour en arrière, il arrive à de l'azote à 99,9 0/0 qu'exige l'industrie de la cyanamide calcique.

Rappel du procédé Linde, qui fournit aussi de l'azote de même pureté.

JEAN VILLEY. — Sur les couples électriques dans les électromètres. — P. 767.

L'auteur montre que, dans la théorie de l'équilibre de l'électromètre (montage de lord Kelvin), à côté du couple d'Hopkinson, d'origine géométrique et proportionnel à  $V^2$ , on ne peut pas, en général, négliger un nouveau couple, essentiellement attribuable aux gradients superficiels de potentiel sur les conducteurs métalliques et qui est proportionnel à  $V$ . Résultats d'expériences.

EUGÈNE FOUARD (1). — L'osmométrie des solutions salines et la théorie des ions d'Arrhénius. — P. 769.

CH. ANDRÉ. — Sur la formation des soleils. — P. 752 et 793.

### Défense et complément de la théorie de Laplace.

G. MILLOCHAU. — Contribution à l'étude des effets spectraux des décharges électriques dans les gaz et les vapeurs. — P. 808.

Étude des phénomènes qui se passent dans les tubes de Plücker renfermant des gaz à diverses pressions.

---

(1) Société de Physique, séance du 1<sup>er</sup> décembre 1911.

La décharge peut être simple, ou complexe (formée de décharges simples qui se juxtaposent ou se superposent). A une décharge simple correspond toujours, quelle que soit la pression, le même spectre dans le capillaire du tube ; à une décharge complexe correspond un spectre qui est la superposition des spectres des décharges simples.

Il y a 7 sortes de décharges simples : continue, oscillante lente, oscillante courte  $\left(\frac{1s}{15.000}\right)$ , semibrusque  $\left(\frac{1s}{50.000}\right)$ , brusque  $\left(\frac{1s}{300.000}\right)$ , intermittente et intermittente amortie. Il existe aussi des décharges mixtes, commençant par affecter la forme d'une décharge simple et se terminant en affectant la forme d'une autre décharge simple.

Aux décharges de durée totale de l'ordre de  $\frac{1s}{100}$  correspond dans le capillaire : pour N, le spectre de bandes positives ; pour CO<sup>2</sup>, le spectre de Swan ; pour le gaz produisant le 2<sup>e</sup> spectre de l'H, ce 2<sup>e</sup> spectre très intense. Aux décharges semi-brusques  $\left(\frac{1s}{10.000}\right)$ , le groupe des bandes de N entre  $\lambda 5000$  et  $\lambda 7000$  disparaît ; le spectre de CO apparaît dans CO<sup>2</sup> ; la vapeur d'eau donne son spectre de bandes ; dans un mélange d'NetCO<sup>2</sup>, le spectre du C<sup>2</sup>N<sup>2</sup> apparaît ; le 2<sup>e</sup> spectre de l'H disparaît. Enfin, avec les décharges brusques  $\left(\frac{1s}{100.000}\right)$ , on n'obtient plus que les spectres de lignes des corps dans le tube.

ALBERT COLSON (1). — La théorie des solutions et les chaleurs de dissolution. P. 813.

BRONIEWSKI et HACKSPILL. — Sur les propriétés électriques des métaux alcalins, du rhodium et de l'iridium. — P. 815.

Les auteurs ont obtenu pour :

	Pouvoir thermoélectrique
Cæsium .....	$\frac{dE}{dt} = + 0,66 - 0,0010t$
Cæsium liquide.....	+ 6,8 - 0,0334 t - 28)
Rubidium .....	- 8,26 - 0,0302t
Rubidium liquide.....	- 2,56 - 0,06 (t - 38)
Potassium.....	- 11,33 - 0,0376t
Sodium.....	- 4,16 - 0,0144t

(1) Société de Physique, séance du 15 décembre 1914.

Les f. é. m. de dissolution sont, en volts :

Potassium	Sodium	Rubidium	Cæsium
3,2	3,2	3,4	3,3

Pour le rhodium et l'iridium, on obtient :

Pouvoir thermo-électrique par rapport au plomb de  $-78^{\circ}$  à  $100^{\circ}$ .

Rhodium.....	$\frac{dE}{dt} = + 2,17 + 0,0005t$
Iridium .....	$\frac{dE}{dt} = + 2,44 - 0,0014t$

Résistance spécifique :

Températures	Rhodium	Iridium
+ 100	6,60	8,31
0	4,70	6,10
- 78,3	3,09	4,28
- 186	0,70	1,92

G.-D. HINRICHS. — Sur le poids atomique des éléments dominants. — P. 817.

Les poids atomiques vrais des éléments dominants (O, S, Cl, Br, Ag, H, C, N, Na, K) sont identiques avec les poids atomiques absolus, c'est-à-dire Ag = 108 exactement, Br = 80 exactement, etc.

TAFFANEL et DAUTRICHE. — Sur le mode d'amorçage des explosifs. — P. 823.

L'amorçage direct (où l'amorce est enfoncée dans la dernière cartouche du côté de l'orifice du trou) est notablement supérieur à l'amorçage inverse (où la cartouche amorce est retournée et les fils repliés le long de la cartouche pour empêcher la sortie accidentelle de l'amorce lors de l'introduction dans le trou) et à l'amorçage mixte (cartouche amorce disposée au milieu de la charge). Les vitesses de propagation des ondes explosives sont plus élevées à l'avant (extrémité opposée à l'amorce) qu'à l'arrière. En outre, les détonateurs ordinaires au fulminate ont un retard sur les détonateurs à fond percé laissant le fulminate à nu, retard progressif à mesure qu'on s'éloigne de la cartouche.

CH. MOUREU et A. LÉPAPE. — Les gaz rares des grisous. — P. 847 et 1043.

Technique. Le mélange d'azote et de gaz rares des grisous présente une composition analogue à celle de l'azote brut des autres mélanges gazeux naturels (air, gaz des sources thermales, gaz volcaniques). Il y a en général des proportions considérables d'hélium, quoique les grisous contiennent très peu d'émanation du radium. La loi de constance des rapports des gaz chimiquement inertes s'y vérifie.

E.-H. AMAGAT. — Sur la pression intérieure des fluides et la détermination du zéro absolu. — P. 851.

Les deux fonctions  $\pi = T \frac{dp}{dt} - p$  et  $\pi' = \frac{p_0 v_0}{v} - p$ , dites l'une et l'autre pression intérieure, sont <sup>(1)</sup>, à partir de distances moléculaires suffisamment grandes, en raison inverse du carré du volume, par suite l'action intermoléculaire  $\varphi(r)$  est de la forme  $\frac{K}{r^3}$  ( $r$ , distance intermoléculaire moyenne).

M. Leduc pense que les pressions intérieures peuvent être proportionnelles aux carrés des masses moléculaires, prises sous le même volume et à des températures correspondantes. Le calcul fait par M. Amagat conduit alors pour le zéro absolu : H 272°,983 ; N 272°,99 ; O 272°,996, et montre que la proportionnalité est à peu près satisfaisante.

J. MEUNIER. — Sur les conditions de la production du spectre de Swan et sur ce qu'on en peut conclure relativement aux comètes qui possèdent ce spectre. — P. 863.

Le spectre de Swan se forme dans la nappe d'allumage de la flamme <sup>(2)</sup>. C'est donc essentiellement un spectre d'oxydation et de combustion explosive. Il y a donc de l'oxygène dans les comètes où ce spectre a été observé.

<sup>(1)</sup> C. R., 3 mai 1909.

<sup>(2)</sup> C. R., 19 juin 1911.

A. GUILLET. — Interrupteur de bobine d'induction constitué par l'arc primaire.  
P. 866 (1).

J. GUYOT. — Sur les différences de potentiel de contact apparentes entre un métal et des solutions électrolytiques. — P. 867.

Cette mesure se fait en ionisant l'air entre le métal et la solution. Pour des concentrations ne dépassant pas  $\frac{1}{10}$  d'ion-gramme par litre, les différences de potentiel  $\Delta V$  varient proportionnellement aux logarithmes décimaux  $\Delta \log c$  des concentrations.

$$\frac{\Delta V}{\Delta \log c} = \pm \frac{0,053}{p}, p \text{ désignant la valence de l'ion.}$$

D'où  $V = V_0 \pm \frac{0,053}{p} \log c$ , formule à comparer avec celle d'Helmholtz, qui donne la f. é. m. d'une pile à un liquide où plongent deux électrodes réversibles :

$$E = E_0 \pm \frac{0,0576}{p} \log_{10} c.$$

JACQUES DANNE et VICTOR CRÉMIEU. — Sur la quantité d'émanation du radium dégagée par l'une des sources de Colombières-sur-Orb (Hérault). — P. 870.

La source Crémieu, d'un débit gazeux de 43.000 litres en 24 heures, dégage par jour une quantité d'émanation égale à 860 milligrammes-minute, quantité supérieure à celle des autres sources étudiées jusqu'ici. Le gaz est à 93 0/0 de  $\text{CO}_2$ , facilement éliminable, et le résidu gazeux se comporte donc comme une véritable mine d'émanation.

G. TER CAZAMIAN. — Sur une relation générale entre les propriétés physiques des corps : application aux densités. — P. 871.

A des températures également éloignées des températures critiques respectives, les quotients des nombres représentant chacune des propriétés (densités, coefficients de viscosité, hauteurs d'ascension capillaire, diamètre rectiligne, chaleur latente de vaporisation, etc.) pour deux corps quelconques varient linéairement avec la température.

Vérification pour les densités de  $\text{CO}$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{C}_6\text{H}_6$ ,  $\text{CH}_3\text{CO}^2\text{H}$  rapportées à celles du pentane.

(1) Société de Physique, séance du 1<sup>er</sup> décembre 1911.



H. DUVAL. — Réfraction moléculaire de composés azoïques — P. 874.

Tableau. Le solvant influe sur la valeur de la réfraction moléculaire, mais non la position ortho ou méta du groupement substitué. La température augmente faiblement, mais progressivement, la valeur de la réfraction moléculaire; le phénomène de surfusion n'influe pas.

A. BOUTARIC. — Cryoscopie dans l'hyposulfite de sodium fondu. — P. 876.

Le point de congélation de l'hyposulfite à  $5\text{H}_2\text{O}$  est  $48^\circ,5$ .

La température d'équilibre entre le sel à  $5\text{H}_2\text{O}$  solide, le sel à  $2\text{H}_2\text{O}$  solide et la solution est  $48^\circ,2$ .

La cryoscopie dans le sel à  $5\text{H}_2\text{O}$  donne un abaissement moléculaire voisin de 44 pour l'urée, le glucose et les sels de sodium, voisin de 86 pour les autres sels qui y seraient à peu près entièrement ionisés.

JOUGUET. — Sur l'accélération des ondes de choc dans les fils. — P. 933.

Théorie mathématique montrant que si, immédiatement en arrière du front de l'onde, la densité d'un élément varie dans le même sens qu'à la traversée de l'onde, la discontinuité propagée va en s'accroissant et la célérité s'accroît. C'est l'inverse dans le cas contraire.

JEAN BECQUEREL. — Sur la propagation de la lumière dans les corps fluorescents. P. 936.

Historique. — Expériences montrant que, ni dans le rubis ni dans l'émeraude, l'état de fluorescence ne modifie d'une façon sensible la vitesse de propagation des radiations de même période que les radiations émises. Il est donc probable que « l'absorption de fluorescence » n'existe pas.

KR. BIRKELAND. — Phénomènes célestes et analogies expérimentales. — P. 938.

Suite des expériences faites avec un globe magnétique comme cathode dans un grand vase de décharges. Clichés montrant : 1° autour

du globe des anneaux ressemblant à ceux de Saturne; 2° une expérience qui semble rappeler les nébuleuses; 3° que les taches d'éruption par décharges disruptives sont uniformément distribuées quand le globe est uni et non aimanté. Il y a souvent deux à trois branches lumineuses tournant en spirale autour de la tache d'éruption et au voisinage de la surface du globe, ce qui rappelle les tourbillons dans les filaments d'H et les vapeurs de calcium autour d'une tache solaire; 4° qu'une branche de décharge portant des taches suit les lignes de force magnétique au voisinage de l'équateur et donne lieu à un phénomène analogue à celui des filaments noirs.

PIERRE WEISS et O. BLOCH. — Sur l'aimantation du nickel, du cobalt et des alliages nickel-cobalt. — P. 941.

Les aimantations à saturation absolues, les constantes de Curie et les constantes N du champ moléculaire varient linéairement en fonction de la teneur dans les nickels-cobalts comme dans les ferromagnétiques réversibles. Le nombre de magnétons au-dessus du point de Curie est voisin de 8 pour le nickel, 15 pour le cobalt. A 900° il y a apparition du nickel à 9 magnétons.

CHASPOUL et JAUBERT DE BEAUJEU. — Recherches sur la radioactivité des eaux de Vals-les-Bains. — P. 944.

Les eaux et les gaz spontanés des sources de Vals sont très nettement radioactifs, et cela est dû à l'émanation du radium. Dans les eaux bicarbonatées sodiques, les radioactivités paraissent varier dans le même sens que la quantité de CO<sup>2</sup> libre.

PIERRE GIRARD et VICTOR HENRI. — Au sujet de nouvelles hypothèses sur l'état moléculaire des corps en solution. — P. 946 (1).

Critique des expériences de MM. Colson et Fouard montrant que les faits signalés par ces auteurs ne portent pas atteinte aux théories de Van t'Hoff et d'Arrhénius.

G. LE CADET. — Sur l'origine des manifestations électriques des orages, à l'occasion de l'observation des cyclones en mer de Chine. — P. 985.

Le P. J. Algué a signalé que les typhons ne comportent dans leur

---

(1) Société de Physique, séance du 1<sup>er</sup> décembre 1914.

zone interne aucune des manifestations électriques des orages qui se développent d'ailleurs avec intensité dans leur périphérie. C'est qu'en effet l'orage est un tourbillon à axe horizontal ou presque, le cyclone est un tourbillon à axe vertical, et, dans le champ magnétique terrestre vertical, seul le tourbillon à axe horizontal peut provoquer des charges d'influence et des décharges disruptives.

J. VALLOT. — Sur la protection contre la foudre des observatoires de grande altitude. — P. 987.

La protection doit être assurée comme à l'observatoire des Bosses, au mont Blanc, par une espèce de cage de Faraday et non, soit par un paratonnerre ordinaire, soit par l'isolement de la construction sur la neige.

DE MONTESSUS DE BALLORE. — Sur la répartition de l'instabilité sismique en Bolivie. — P. 988.

#### Premiers résultats obtenus.

RAOUL BAYEUX. — Sur un appareil de précision pour l'emploi de l'oxygène gazeux en physiologie et en thérapeutique. — P. 999.

Description et dessin d'un oxygénateur de précision qui se compose : 1° d'un polydétendeur ultra-sensible ; 2° d'une série de tubes légers à O comprimé et d'un robinet distributeur de haute précision.

C. GUTTON. — Sur la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques le long d'une ligne de fils métalliques. — P. 1002<sup>(1)</sup>.

A. ANGOT. — Le tremblement de terre du 16 novembre 1911. — P. 1045.

#### Tracés obtenus au sismographe du parc Saint-Maur.

---

(1) Société de Physique, séance du 15 décembre 1911.

## PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXII; novembre 1911.

O.-W. RICHARDSON et R.-C. DITTO. — Note sur la diffusion du néon à travers le quartz chaud. — P. 704-706.

Les auteurs ont observé ce phénomène au cours d'analyses des gaz dégagés par de la witherite; ce minéral ne contient pas de néon; c'est après avoir chauffé le tube de quartz qui le contient pendant une nuit que les raies du néon sont devenues visibles, après celles de l'hélium (1). On pourra peut-être fonder sur cette observation une méthode d'analyse des gaz inertes de l'atmosphère.

E.-T. JONES et D.-E. ROBERTS. — La bobine d'induction. — P. 706-720.

La méthode de calcul employée est celle de M. Jones (2).

La formule qui donne la différence de potentiel aux bornes du secondaire  $t$  secondes après l'interruption du courant  $i_0$  dans le primaire est :

$$2V_2 = \frac{Mi_0T}{(T^2 - T'^2) \cos \delta} e^{-\frac{t}{T^2} \left( \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} - \beta \right)} \sin \left( \frac{t}{T} - \delta \right) - \frac{Mi_0T'}{(T^2 - T'^2) \cos \delta'} e^{-\frac{t}{T'^2} \left( \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} + \beta \right)} \sin \left( \frac{t}{T'} - \delta' \right),$$

avec

$$\theta_1 = \frac{1}{2} R_1 C_1, \quad \theta_2 = \frac{1}{2} R_2 C_2.$$

Les fréquences  $\frac{1}{2\pi T}$ ,  $\frac{1}{2\pi T'}$ , des deux oscillations sont calculées par la formule :

$$8\pi^2 n^2 = \frac{1}{1 - k^2} \left[ \frac{1}{L_1 C_1} + \frac{1}{L_2 C_2} \pm \sqrt{\left( \frac{1}{L_1 C_1} - \frac{1}{L_2 C_2} \right)^2 + \frac{4k^2}{L_1 C_1 L_2 C_2}} \right],$$

avec :

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}.$$

(1) Sur la diffusion de l'hélium, voir JACQUEROD et PERROT, *Comptes rendus*, CXXXIX, p. 789; 1904.

(2) *Phil. Mag.*, janvier 1909, voir aussi : DRUDE, *Ann. d. Ph.*, XIII, p. 512; 1909.

Ces expressions ne sont valables d'ailleurs que dans un domaine restreint pour une bobine à noyau de fer doux. On mesure les coefficients d'induction par la méthode des oscillations électriques.

Les expériences ont porté sur deux bobines, l'une de 30, l'autre de 45 centimètres d'étincelle. Les courbes de l'oscillographe électrostatique montrent que les formules précédentes donnent l'allure générale de la courbe du potentiel et l'ordre de grandeur du potentiel secondaire maximum.

I.-S. TOWNSEND. — Le mode de conduction des gaz (Lettre aux éditeurs du *Philosophical Magazine* en réponse à SIR O. LODGE) (1). — P. 816-818.

M. Townsend déclare n'avoir jamais affirmé que la conduction dans les gaz est due aux seules particules négatives et rappelle qu'au contraire il a admis que des nombres égaux d'ions positifs et négatifs sont libérés par collision. Il rappelle l'important travail de Giese (2), où le phénomène est discuté d'une manière générale.

A. GRUMBACH.

H. DONALDSON. — Sur les spectres de certains gaz donnés par la décharge annulaire (ring discharge) dans des tubes sans électrodes. — P. 720-727.

L'auteur a constaté que les spectres des gaz, donnés par la décharge annulaire dans les tubes sans électrodes, présentent à peu près les mêmes caractéristiques que ceux que l'on obtient dans les tubes à vide ordinaire.

Pour l'oxygène, le spectre élémentaire correspond aux décharges les plus fortes, le spectre de bandes aux décharges moyennes et le spectre composé aux décharges plus faibles.

Dans le cas des gaz carbonés, on obtient le spectre de Swan seulement avec l'oxyde de carbone et avec des décharges fortes, tandis que le spectre dit de l'oxyde de carbone apparaît dans tous les gaz oxycarbonés, même avec des décharges faibles.

L'auteur pense que ces deux spectres appartiennent à la même substance, carbone ou oxyde de carbone, mais correspondent l'un aux décharges fortes, l'autre aux décharges faibles.

De même le spectre de bandes positif de l'azote serait le spectre

---

(1) Voir ce volume, p. 933.

(2) *Ann. d. Ph.*, XXXVII, p. 576; 1889.

correspondant aux décharges faibles, tandis que le spectre négatif correspondrait aux décharges moyennes et le spectre de lignes aux décharges intenses.

G. STEAD. — Sur la séparation des spectres dans les gaz composés. — P. 727-733.

D'une série d'expériences sur divers gaz composés, l'auteur conclut que les spectres observés dans les tubes à vide au voisinage de la cathode sont dus à des atomes auxquels, d'après des considérations d'ordre chimique, on doit attribuer une charge positive. Une remarque analogue s'applique aux spectres observés au voisinage de l'anode. Les facteurs principaux qui déterminent la différence des spectres aux deux électrodes sont : 1° les différences de température et de force électrique aux deux pôles; 2° le caractère électrochimique des éléments qui entrent en jeu.

F. CROZE.

R.-A. HOUSTON. — Relation entre la tension et la torsion. — P. 740-741.

Un fil vertical AB de longueur  $x$ , dont l'une des extrémités A est fixe, subit en B l'action d'une force F et d'un couple L. Soit  $\Theta$  l'angle dont a tourné B, si U désigne l'énergie interne du système :

$$dU = Fdx + Ld\Theta,$$

on en déduit, puisque c'est une différentielle exacte :

$$\frac{\partial \Theta}{\partial F} = \frac{\partial x}{\partial L}.$$

Les tentatives faites pour vérifier expérimentalement cette relation n'ont donné aucun résultat, les quantités à mesurer étant de l'ordre des erreurs d'observation.

LORD RAYLEIGH. — Sur le problème général de la reproduction photographique et sur quelques procédés de renforcement de différences primitivement invisibles. — P. 734-740.

Soit  $t$ , la transparence en un point quelconque d'une épreuve photographique,  $t$  est le rapport de la lumière transmise à la lumière

incidente, par suite  $0 < t < 1$ ,  $O$  représente l'opacité absolue et  $1$  la transparence complète.

Supposons que l'on veuille reproduire une photographie, soient alors en des points correspondants,  $t, t', t''$  les transparences respectives de l'épreuve initiale  $E$ , du négatif  $N$  et du nouveau positif  $P$ . On a :

$$t' = f(t).$$

Si l'on déduit  $P$  de  $N$  par le procédé employé pour obtenir  $N$  en partant de  $E$  :

$$t'' = f(t').$$

La reproduction sera exacte si  $t'' = t$ , ce qui exige, si la relation entre  $t$  et  $t'$  est représentée par  $F(t, t') = 0$ , que  $F$  soit une fonction symétrique des deux variables  $t, t'$ .

Lord Rayleigh examine les cas où  $F$  est de la forme :

$$\begin{aligned} t + t' &= 1, \\ t^2 + t'^2 &= 1, \\ tt' &= C. \end{aligned}$$

L'auteur indique ensuite diverses méthodes pour mettre en évidence de très petites différences relatives existant dans un cliché.

Le procédé le plus simple consiste à superposer un certain nombre  $n$  de négatifs identiques, car de cette façon le contraste est multiplié par  $n$ . Pour éviter de nombreuses réflexions, il est commode de mettre de la benzine entre les plaques.

AUBERT.

H.-D. ARNOLD. — Limites imposées par les conditions de glissement et d'inertie à la loi de Stokes concernant le mouvement des sphères dans les liquides. — P. 755.

De récentes recherches ont montré que la loi de Stokes, qui a trait au mouvement d'une sphère dans un fluide, présente une généralité moins grande qu'on ne l'avait supposé. L'auteur s'est proposé de déterminer expérimentalement les limites dans lesquelles on peut la considérer comme correcte. La théorie de Stokes conduit à la valeur de la vitesse :

$$v = \frac{2gr^2(\sigma - \rho)}{9\mu}.$$

pour une sphère de rayon  $r$  et de densité  $\sigma$  tombant en chute libre dans un liquide de densité  $\rho$  et de viscosité  $\mu$ .

Pour établir cette formule on suppose que la sphère se meut sans frottement et que la vitesse est assez faible pour que les termes de l'ordre du carré de la vitesse (termes d'inertie) puissent être négligés.

Si l'on suppose qu'il y a frottement de glissement à la surface de la sphère mobile, il faut ajouter un terme de correction et introduire un nouveau coefficient  $\beta$ , de sorte que l'expression de la vitesse devient :

$$v = \frac{2gr^2(\sigma - \rho)}{9\mu} \left[ 1 + \frac{\mu}{\beta r + 2\mu} \right].$$

La correction peut atteindre une valeur notable si le rayon de la sphère est faible et que le liquide présente une grande viscosité.

La méthode employée consiste à mesurer la durée de chute de sphères de différents diamètres dans un liquide et à en déduire, par l'application de la formule de Stokes, le coefficient de viscosité du liquide. En comparant les valeurs obtenues à celles que fournit la mesure directe de la viscosité par la méthode du tube capillaire, on détermine le rayon de la sphère au-dessous duquel la loi ne s'applique plus.

Comme sphères, on s'est servi de sphères de différents métaux, — mercure, platine, fer, métal de Rose (sorte d'alliage de d'Arcet), — de gouttes d'huile dans l'eau et de gouttes d'eau dans l'huile. Les chutes étaient opérées dans des tubes de verre cylindriques de 70 centimètres de hauteur et de 3 centimètres à 0<sup>cm</sup>,5 de diamètre.

Les rayons des sphères étaient mesurés à l'aide d'un microscope à micromètre, et on obtenait la valeur de la viscosité par la méthode de Poiseuille.

Des expériences se dégagent les conclusions suivantes :

Il est possible de réaliser des sphères assez petites et assez homogènes, — tant au point de vue de la densité que de l'état de la surface, — pour permettre de vérifier la loi de Stokes dans les huiles les moins visqueuses.

La correction donnée par Ladenberg pour l'effet des parois du tube de chute est indépendante de la viscosité et demeure applicable autant que le rayon des sphères n'est pas supérieur au dixième du rayon du tube.



Avec cette correction, la loi de Stokes est applicable même aux liquides les moins visqueux avec une approximation de 0,5 à 1 0/0. Les termes qui proviennent de l'inertie ne commencent à prendre d'importance appréciable que lorsque le rayon des sphères est environ les 0,6 du rayon critique, le rayon critique étant défini comme le rayon  $r$  pour lequel la vitesse  $v$  atteint la valeur :

$$v = \frac{\mu}{\rho r}.$$

Le coefficient de frottement de glissement à la surface des sphères solides employées est certainement supérieur à 5.000, et probablement même supérieur à 50.000.

L'ascension de bulles de gaz dans un liquide ne présente pas la même régularité que la chute des sphères solides. Le fait paraît devoir être rattaché aux propriétés capillaires des liquides : pour interpréter les expériences, on est conduit à attribuer au frottement à la surface des bulles de gaz tantôt une valeur nulle, tantôt une valeur très élevée.

S.-G. LUSBY. — La mobilité des ions positifs dans les flammes. — P. 775.

La détermination de la mobilité des ions qui prennent naissance lorsque les vapeurs de certains sels sont introduites dans la flamme d'un bec Bunsen a retenu l'attention des physiciens à la suite des travaux d'Arrhénius. Ce n'est toutefois que depuis un laps de temps relativement court que l'on s'est occupé des ions *positifs*, la plupart des recherches ayant été dirigées vers l'étude des ions *négatifs*, c'est-à-dire des *électrons*.

La divergence des valeurs obtenues pour la mobilité de ces ions positifs par Wilson, Marx et Moreau, a engagé l'auteur à reprendre les mesures en se mettant à l'abri de toute cause d'erreur.

La méthode expérimentale employée est celle qui a été déjà adoptée par Wilson en 1899.

Deux électrodes sont disposées horizontalement l'une au-dessus de l'autre dans la flamme, et l'on mesure le courant qui se produit entre elles pour des valeurs croissantes de la différence de potentiel, — la plaque supérieure recevant une charge positive. En modifiant les proportions d'air et de gaz dans le brûleur, on faisait varier la température de la flamme de 1.150° à 1.950° absolus.

On a utilisé pour les expériences des sels de métaux alcalins et alcalino-terreux (métaux monovalents et bivalents). Il n'a pas été possible de se servir de sels de métaux trivalents, car aucun de ces sels ne présente une conductibilité et une volatilité suffisantes. A la température de  $1.300^{\circ}$  et au-dessus, tous les sels conducteurs étudiés donnent naissance à des ions de même mobilité ; au-dessous de cette température, les ions qui proviennent de métaux monovalents présentent une mobilité plus grande que ceux qui sont dus aux métaux bivalents.

Entre  $1.400^{\circ}$  et  $1.950^{\circ}$ , la mobilité varie comme la racine carrée de la température et correspond à celle que fournit le calcul pour l'atome d'hydrogène. Au-dessous de  $1.400^{\circ}$ , la mobilité diminue très rapidement, comme s'il se formait alors des groupements entre plusieurs ions.

C. TISSOT.

H. CARTER. — Les propriétés radioactives des flammes à haute température. — P. 805-816.

Il n'existe pas de moyen, à l'heure actuelle, pour produire artificiellement la radioactivité. Tous les phénomènes qui lui donnent naissance sont des désintégrations atomiques spontanées. Pour arriver à produire une telle désintégration, il semble qu'il faille se placer dans les cas où une grande quantité d'énergie est libérée dans un petit volume. On peut donc espérer déceler la radioactivité dans l'arc électrique, l'étincelle, le chalumeau oxyhydrique ou oxyacétylénique.

L'auteur n'a pu arriver dans aucun cas à déceler l'existence des radiations  $\beta$ .

W. TODD. — La mobilité des ions positifs produits par le phosphate d'aluminium chauffé dans des gaz à basse pression. — P. 791-804.

La plupart des phénomènes liés au passage de l'électricité dans les gaz peuvent être expliqués par la présence d'ions, et la structure de ces ions est déduite de la détermination de leurs mobilités. Dans un large intervalle de pression, Rutherford, Langevin et Wellich ont montré que le produit de la pression par la mobilité est constant pour chaque gaz. M. Langevin a trouvé que, en dessous de

20 centimètres, le produit précédent augmente rapidement quand la pression diminue, pour les ions négatifs de l'air et de l'anhydride carbonique, tandis que, pour les ions positifs, il n'y a qu'une faible tendance à l'augmentation. L'auteur a montré que la loi précédente s'applique aux ions positifs produits par les rayons X.

M. Langevin a conclu de ses expériences que l'augmentation du produit de la pression par la mobilité était due à la dissociation des groupes de molécules dont il suppose formé l'ion, à des pressions plus fortes. Il était intéressant de chercher si les ions positifs se comportent de la même façon que les ions négatifs, à basse pression. Pour avoir un nombre suffisant d'ions positifs, l'auteur s'est adressé au phosphate d'aluminium. Les résultats qu'il a trouvés sont les suivants :

L'électricité positive émise par le phosphate d'aluminium chauffé produit dans le gaz des ions identiques à ceux produits par les rayons X.

La mobilité des ions positifs est inversement proportionnelle à la pression du gaz jusqu'à une pression critique, à peu près inversement proportionnelle à la densité du gaz, et en dessous de laquelle, la mobilité augmente très rapidement.

La présence de vapeur d'eau, qui influe très peu sur la mobilité des ions dans la région où la loi s'applique, a une action très sensible au-dessous de la pression critique. L'augmentation de la mobilité peut être due soit à la rupture de l'édifice de molécules constituant l'ion, soit à l'existence d'unités positives existant à l'état libre de basse pression et pendant peu de temps, soit enfin à ces deux causes simultanées. En calculant la masse de l'ion d'après la formule :

$$= \frac{e\lambda}{mv},$$

$\lambda$  étant le parcours libre moyen d'un ion,  $v$  sa vitesse,  $e$  sa charge,  $m$  sa masse,  $k$  sa mobilité, on trouve qu'à la pression ordinaire l'ion est formé d'environ 6 molécules, et de 12 dans le cas de l'hydrogène e autour de la charge positive. Ces groupes se rompent à basse pression en augmentant la mobilité.

Dans le cas de l'air et de l'anhydride carbonique, les mesures conduisent à la conclusion que, à basse pression, la charge positive est portée par quelque chose de plus petit que la molécule du gaz. Le

résultat est peut-être dû aux causes d'erreur ou à l'existence d'une unité universelle pour l'activité positive.

RICHARDSON. — Les ions positifs émis par les sels chauffés. — P. 669-703.

L'auteur complète les expériences décrites dans deux mémoires précédents. Les résultats obtenus sont très déconcertants pris en détail, mais on peut, de leur étude générale, déduire quelques renseignements intéressants.

D'abord, il semble que les ions positifs émis par les sels chauffés soient des atomes métalliques. Ce ne sont pas forcément des atomes du sel en expérience, ce peuvent être des atomes de métaux existant à l'état d'impureté. De même l'ionisation des sels chauffés peut être due simplement à de faibles quantités de matières étrangères.

On peut considérer ces faits comme établis. Ceux que signale ensuite l'auteur sont moins nets : il semble que les sels les plus volatils conviennent le mieux ; dans certains cas tout au moins, l'ionisation résulte de l'action de la vapeur du sel sur les parois de platine des appareils. Les variations des courbes observées sur les mêmes corps mais ayant été traités différemment, semblent révéler des changements chimiques accomplis. Enfin l'auteur pense qu'à haute température les ions ont une action chimique considérable, analogue à celle qu'ils ont dans les solutions à température ordinaire.

H. VIGNERON.

---

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

Vol. XXXIV, n° 3 et 4; octobre-novembre 1911.

HERBERT IVES et M. ZUCKIESH. — Effet des radiations rouges et infra-rouges sur la disparition de la phosphorescence dans le sulfure de zinc. — P. 173-196.

Les radiations rouges et infra-rouges hâtent l'extinction de la phosphorescence ; mais, tandis qu'avec certaine substance on obtient par leur action un accroissement momentané de luminescence suivi d'une extinction rapide, avec d'autres, dont le sulfure de zinc, cet éclair en apparence ne se produit pas. Cependant, d'après Becquerel, la quantité totale de rayonnement qu'émet une masse phospho-

rescente, pendant son extinction, est constante ; l'effet de la radiation rouge est simplement d'accélérer l'émission de l'énergie accumulée. L'éclair serait donc nécessaire pour maintenir constant le rayonnement total. Il y avait par suite un grand intérêt théorique à vérifier si vraiment l'éclair ne se produit pas sous l'action de la lumière rouge pendant l'extinction du sulfate de zinc phosphorescent.

Les auteurs ont trouvé que cet éclair se produit bien, mais qu'il ne devient sensible que lorsque la radiation rouge frappe la substance phosphorescente quelque temps après que l'extinction a commencé. Sa production est fonction du temps qui s'est écoulé depuis l'excitation de la phosphorescence, et non de cette excitation ; sa grandeur varie comme l'intensité de la radiation rouge ou infra-rouge.

L'étude d'échantillons divers montre que l'importance du phénomène de l'éclair est en relation directe avec le caractère de la courbe d'extinction ; il est le plus marqué pour ceux où cette courbe est presque droite (en prenant pour coordonnées le temps et la racine carrée de l'intensité).

Les observations spectroscopiques n'indiquent pas de différences qualitatives, dans le phénomène, dues aux différences de longueurs d'onde de la radiation excitatrice, mais l'éclair se produit plutôt quand la longueur d'onde de la radiation extinctrice est plus courte. Les spectrogrammes ne montrent pas de changement dans le spectre de la lumière phosphorescente pendant sa disparition, et en particulier pendant l'éclair ; celui-ci est donc bien dû à l'émission totale et non à une partie du rayonnement.

Pour faire leurs expériences, les auteurs ont utilisé des appareils fort ingénieux ; en particulier, il convient de citer leur phosphoroscope, qui permet de photographier les spectres de phosphorescence avec des poses très longues, jusqu'à dix jours, tout en saisissant le rayonnement dans une phase bien déterminée de son extinction : Un disque métallique plat de 30 centimètres de diamètre est mis en mouvement par la minuterie d'un mouvement d'horlogerie robuste ; près de sa circonférence, il est creusé d'un sillon rempli de sulfure de zinc en poudre. Ce sulfure de zinc passe successivement pendant sa rotation : 1° sous un faisceau intense de lumière rouge (lampe à incandescence de 100 bougies et écran rouge) qui le met dans un état type avant l'excitation ; 2° sous un faisceau de lumière excitatrice

(raie bleue d'un arc Cooper Hewitt); 3° sous un faisceau de lumière extinctrice (image d'un filament Nernst projetée à travers des écrans rouges); 4° sous la fente d'un spectrographe en quartz. On règle, comme l'expérience l'exige, les distances, le long du sillon, des divers faisceaux lumineux et du spectrographe.

C.-G. ABBOT. — Le spectre d'énergie du Soleil et sa température. — P. 197-208.

L'auteur a effectué, de 1903 à 1910, des observations spectro-bolométriques à Washington, au mont Wilson et au mont Witney (altitude 10, 1.850, 4.420 mètres) avec des systèmes optiques divers; il résume ainsi les résultats trouvés :

L'altitude de la station d'observation ne semble pas modifier les conclusions obtenues dans l'une d'elles sur la distribution de l'énergie dans le spectre solaire en dehors de l'atmosphère; mais, au moins dans l'ultra-violet, ces conclusions dépendent un peu du spectroscopie employé; les nombres ci-dessous sont obtenus avec des prismes de quartz et des miroirs de magalium.

Le maximum de l'énergie correspond à la radiation de longueur d'onde 0,470  $\mu$ . Les intensités aux différentes longueurs d'ondes sont les suivantes :

Longueurs d'ondes.	0 <sup>μ</sup> ,30	0 <sup>μ</sup> ,35	0 <sup>μ</sup> ,40	0 <sup>μ</sup> ,45	0 <sup>μ</sup> ,47	0 <sup>μ</sup> ,50	0 <sup>μ</sup> ,60
Intensité.....	440	2700	4345	6047	6253	6064	5047
Longueurs d'ondes .	0 <sup>μ</sup> ,80	1 <sup>μ</sup> ,0	1 <sup>μ</sup> ,3	1 <sup>μ</sup> ,6	2 <sup>μ</sup> ,0	2 <sup>μ</sup> ,5	3 <sup>μ</sup> ,0
Intensité.....	2672	1664	897	526	245	43	12

Les coefficients moyens de transparence atmosphérique pour les rayons verticaux sont, pour les différentes stations et les différentes longueurs d'ondes :

Longueurs d'ondes.....	0 <sup>μ</sup> ,35	0 <sup>μ</sup> ,40	0 <sup>μ</sup> ,45	0 <sup>μ</sup> ,50	0 <sup>μ</sup> ,60	0 <sup>μ</sup> ,70	
Coefficients de transmission	{ Washington ... { M <sup>t</sup> Wilson ..... { M <sup>t</sup> Witney .....		0,543	0,640	0,705	0,760	0,839
		0,612	0,724	0,800	0,858	0,890	0,942
		0,660	0,783	0,815	0,900	0,934	0,956
Longueurs d'ondes.....	0 <sup>μ</sup> ,80	0 <sup>μ</sup> ,90	1 <sup>μ</sup> ,00	1 <sup>μ</sup> ,30	2 <sup>μ</sup> ,00		
Coefficients de transmission	{ Washington ..... { M <sup>t</sup> Wilson..... { M <sup>t</sup> Witney.....		0,865	0,886	0,901	0,922	0,909
		0,964	0,968	0,973	0,974	0,957	
		0,972	0,979	0,980	0,980	0,940	

(valeurs tirées de courbes arrondies, sans tenir compte du pouvoir absorbant sélectif des bandes de la vapeur d'eau).

La forme de la courbe spectrale d'énergie à la surface de la Terre peut s'obtenir en multipliant les intensités extra-atmosphériques par les coefficients correspondants de transparence atmosphérique, élevés à des puissances dont les exposants sont les distances zénithales solaires.

M. C.-G. Abbot discute la température du Soleil et met en évidence certaines causes qui peuvent nous la faire juger trop basse. L'émission du Soleil correspond grossièrement à celle d'un corps noir à 6.000° absolus; mais, par suite de ces influences, nous devons lui assigner une température de l'ordre de 7.000° absolus.

HAROLD-D. BABCOCK. — Effet Zeeman pour le vanadium. — P. 209-224.

Tableaux contenant les séparations des raies du vanadium sous l'influence d'un champ de 20.000 gauss.

Les types de séparation sont plus simples pour le vanadium que pour le chrome; il y a peu de cas de dissymétrie, et peu de raies ayant plus de quatre composantes. Une raie,  $\lambda$  6119,24, a douze composantes: une,  $\lambda$  6081,66, dix; vingt en ont six; deux en ont cinq, sept et huit; huit ne sont pas affectées; quarante-six sont des quadruplets, et trois cent quarante-neuf des triplets.

La valeur moyenne de  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \cdot 10^8$  pour les raies entre  $\lambda$  3850 et  $\lambda$  4800 est 2,17, la même que pour le chrome.

ARTHUR-S. KING. — Influence d'un champ magnétique sur les spectres d'étincelles du fer et du titane. Résumé des résultats. — P. 225-250.

Résumé d'une étude détaillée qui doit paraître comme volume II des *Papers of the Mount Wilson Solar Observatory*. Tableaux les plus complets parus contenant le caractère des séparations des raies du fer et du titane. Planches montrant quelques exemples caractéristiques.

Les résultats très nombreux obtenus à l'Observatoire solaire fournissent des matériaux de premier ordre pour l'étude statistique des changements des séparations moyennes avec les longueurs d'ondes. L'auteur trouve que le rapport  $\frac{\lambda}{\lambda^2}$  est sensiblement constant dans tout le spectre. Il en conclut la loi que, pour les spectres du fer et

du titane, et probablement pour ceux de tous les corps, la séparation moyenne des composantes polarisées perpendiculairement aux lignes de force varie comme le carré de la longueur d'onde.

Les rapports des séparations magnétiques aux déplacements sous l'influence de la pression ne sont pas constants ; cependant les raies répondent aux deux effets de manières grossièrement analogues.

J. G. HAGEN.— Échelles diverses pour les estimations de couleurs. — P. 261-277.

Examen et discussion des diverses échelles employées pour noter les couleurs.

J.-E. ÉVANS et G.-N. ANTONOFF.— Spectre d'absorption de vapeur du sélénium ; influence de la température. — P. 277-287.

Étude du spectre produit dans la lumière du cratère positif d'un arc par de la vapeur de sélénium à différentes températures et différentes pressions.

A température constante (voisine de  $600^{\circ}$ ), des bandes d'absorption apparaissent entre  $\lambda$  3200 et  $\lambda$  3880 quand la pression est basse ; à mesure que la pression s'accroît, à cette même température, l'absorption devient totale dans la région précédente, tandis que des bandes apparaissent plus avant dans le rouge ; pour une pression plus forte, ces bandes disparaissent à leur tour dans l'absorption totale et il en apparaît d'autres de plus grande longueur d'onde.

Quand la température s'accroît, les bandes ultra-violettes diminuent d'intensité et, à basse pression, disparaissent vers  $4.100^{\circ}$  ; à pression plus forte, elles ne disparaissent que sous une température plus élevée.

Pour des pressions de vapeur relativement hautes, l'élévation de la température augmente l'intensité de l'absorption.

HAROLD-D. BABCOCK. — Note sur le groupement des séparations des triplets produits par un champ magnétique. — P. 288-293.

Les séparations des triplets, produits par un champ magnétique dans le spectre d'un corps, n'ont pas des valeurs quelconques, au voisinage d'une valeur moyenne ; certaines valeurs sont beaucoup plus fréquentes que d'autres. M. Babcock a classé les séparations, pour les différents spectres étudiés jusqu'ici, par ordre de fréquence et de



valeurs croissantes ; les courbes tracées avec ces deux grandeurs pour coordonnées présentent pour tous les corps (une douzaine) deux maxima de fréquences ; les premiers correspondent à des valeurs de la séparation comprises entre 1,80 et 2,20, les secondes à des valeurs entre 2,60 et 2,80. Le rapport des valeurs, correspondant aux deux maxima, est donc environ  $\frac{2}{3}$ .

L'intérêt de cette recherche provient du fait que l'équation :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{e}{m} \frac{H}{4\pi v},$$

permet de calculer  $\frac{e}{m}$ , connaissant la séparation  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$  et le champ H. En prenant pour  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$  les moyennes des valeurs correspondant aux maxima des différents corps, M. Babcock trouve pour  $\frac{e}{m}$  d'après le premier groupe de maxima :

$$1,783 \pm 0,013 \times 10^7,$$

et d'après le second :

$$2,633 \pm 0,017 \times 10^7.$$

En multipliant le second nombre par  $\frac{2}{3}$ , la moyenne pondérée des deux résultats donne :

$$1,775 \pm 0,0132,$$

tandis que la moyenne de dix nombres obtenus par divers expérimentateurs est 1,774.

R. ROSSI. — L'élargissement des raies de l'hydrogène par des pressions élevées.  
P. 299-302.

Dans le spectre d'un arc électrique brûlant entre électrodes métalliques, on aperçoit, en plus des raies du métal, les raies brillantes de l'hydrogène. Sous l'influence de la pression, les raies ainsi produites s'élargissent beaucoup, parfois de quelques centaines d'Ångström. M. Rossi a étudié la loi de cet élargissement et a trouvé que, dans les limites des erreurs expérimentales, la largeur des raies croît linéai-

rement avec la pression et en raison inverse de la troisième ou de la quatrième puissance de la longueur d'onde.

H.-M. RANDALL. — Rayons restants de la sélénite. — P. 308-311.

Les longueurs d'ondes des rayons restants de la sélénite ont déjà été déterminées par J. Kock <sup>(1)</sup>. M. H.-M. Randall en a fait de nouvelles mesures par d'autres méthodes. Il trouve que les différentes méthodes donnent des nombres assez différents, et que la bande a un maximum trop large pour être utilisée comme étalon de longueur d'onde dans l'infra-rouge.

J.-E. PURVIS. — Note sur l'effet Zeeman pour le chrome. — P. 312-313.

M. H.-D. Babcock <sup>(2)</sup> a trouvé pour le chrome des valeurs de  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$  assez différentes de celles trouvées par M. Purvis <sup>(3)</sup>. Celui-ci a vérifié l'exactitude de ses nombres, et pense que les différences des nombres trouvés par les divers expérimentateurs peuvent provenir d'impuretés du chrome.

A. TROWBRIDGE. — Concernant le tracé des réseaux. — P. 317-319.

Réponse à des critiques adressées à l'auteur par MM. Anderson et Sparrow, dans leur mémoire sur le tracé des réseaux <sup>(4)</sup>. La recherche de MM. Trowbridge et Wood <sup>(5)</sup> est surtout expérimentale, tandis que celle de MM. Anderson et Sparrow est surtout théorique.

Jules BAILLAUD.

<sup>(1)</sup> *Annalen der Physik*, XXVI, 974 ; 1908.

<sup>(2)</sup> *The Astroph. Journ.*, XXXIII, 217.

<sup>(3)</sup> *Proc. Camb. phil. Soc.*, XIV, 41 ; 1906.

<sup>(4)</sup> *The Astroph. Journ.*, XXXIII, p. 338 ; *J. de Phys.*, ce vol., p. 597.

<sup>(5)</sup> *Philosophical Magazine* (6), XX, 886 ; 1910.

## ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXXVI, n<sup>o</sup> 11, 12 et 13; 1911.

GUSTAVE MIE. — Réplique aux remarques de G. Seibt relatives au mémoire de K. Settnik : « Sur les ondes très peu amorties qui prennent naissance dans le circuit purement métallique obtenu en fixant des antennes aux bornes de l'éclateur d'un oscillateur ». — P. 207-208.

L'auteur fait remarquer que les recherches de Settnik<sup>(1)</sup> et le brevet de Seibt<sup>(2)</sup> se rapportent à des phénomènes d'un ordre de grandeur très différent : le premier a étudié les oscillations électriques de petite longueur d'onde ; le second, les ondes de grande longueur utilisées dans la télégraphie sans fil. Dans ces conditions, l'analogie des dispositifs employés était plus apparente que réelle. En particulier, l'étincelle présente dans les deux cas des caractères très dissemblables. Il était intéressant de mettre en évidence, comme l'a fait K. Settnik, des effets d'extinction pour des oscillations électriques très rapides.

D. ROSCHANSKY. — L'influence de l'étincelle sur la décharge oscillante d'un condensateur. — P. 281-307. (Deux planches hors texte.)

Dans ces recherches, l'auteur a relevé directement la courbe de tension aux bornes de l'éclateur et la courbe de courant dans le circuit oscillant. A cet effet, il a construit un tube de Braun qui lui permettait d'enregistrer des oscillations électriques de fréquence très élevée, atteignant  $3 \cdot 10^6$  périodes par seconde. Cette condition a pu être remplie grâce à divers artifices : emploi d'un tube où le vide était très élevé ; écrans conducteurs disposés derrière la cathode pour supprimer les charges électriques sur les parois ; bobine placée autour du tube entre l'anode et l'écran et dont le champ magnétique concentrait en un point les rayons cathodiques.

Les expériences ont été réalisées avec des oscillations de diverses fréquences : trois séries de relevés ont été effectuées, avec des longueurs d'onde de 2.400 mètres, 400 mètres et 100 mètres. On a étudié l'influence exercée par la longueur de l'étincelle, le métal des électrodes, l'intensité de courant, etc.

(1) *Annalen der Physik*, t. XXXIV, p. 565-589 ; 1911. Ce vol., p. 407.

(2) *Annalen der Physik*, t. XXXV, p. 191-192 ; 1911. Ce vol., 608.

La forme de la courbe de tension aux bornes de l'éclateur dépend d'une manière caractéristique de la matière constituant les électrodes. A cet égard les métaux se rangent dans la série suivante, dite série de Wien : Ag, Cu, Fe, Al, Zn, Cd, Pb, Sn, Bi, Mg. En particulier, les courbes relatives à l'argent présentent des pointes très accentuées et de courte durée qui correspondent, d'après l'auteur, à une décharge par effluves précédant l'étincelle. Ce phénomène est encore plus important avec le laiton ; il est très faible avec le magnésium.

La grandeur de la tension dépend des conditions expérimentales : longueur de l'étincelle, intensité de courant maximum dans le circuit, fréquence des oscillations. Pour un écartement des électrodes assez grand, la tension paraît varier avec la longueur d'étincelle suivant une loi linéaire. Elle augmente d'une manière importante quand l'intensité de courant maximum dans le circuit oscillant diminue. L'ordre de grandeur de la tension est à peu près le même pour la plupart des métaux. Ce résultat est d'accord avec le fait que la nature de la substance constituant les électrodes influe peu sur l'amortissement. Enfin l'auteur a constaté que l'étincelle peut provoquer dans le circuit des oscillations d'ordre supérieur qui modifient l'aspect des courbes.

E. HUPKA. — Influence des conducteurs voisins mis à la terre sur le potentiel disruptif entre sphères. — P. 440-448.

Les valeurs obtenues par C. Müller <sup>(1)</sup> dans ses expériences sur le potentiel disruptif entre sphères présentent un assez grand écart avec les nombres que M. Töpler <sup>(2)</sup> a déduits de la formule de Heydweiler. L'auteur s'est proposé de rechercher si, comme on l'a prétendu, les mesures de C. Müller ont pu être faussées par la présence, dans le voisinage de l'éclateur, de conducteurs reliés à la terre. Les expériences furent réalisées avec des sphères de 2 centimètres et de 5 centimètres de diamètre. L'écartement des électrodes variait entre 2 centimètres et 9 centimètres, dans le premier cas, et dans le second cas, entre 1 centimètre et 3<sup>cm</sup>,4. On avait étalonné l'électromètre de manière que ses indications fussent comparables

(1) C. MULLER, *Annalen der Physik*, t. XXVIII, p. 585-620 ; 1909.

(2) M. TOPPLER, *Annalen der Physik*, t. II, p. 560-685 (1900) ; t. X, p. 730-747 (1903), et t. XXIX, p. 153-159 (1909).

aux chiffres trouvés par C. Müller. Dans une première série d'expériences, on a éloigné tout conducteur réuni à la terre. Dans une seconde série, on a disposé, à 30 centimètres de l'éclateur, trois barreaux métalliques reliés à la terre. Les mesures ont établi une influence sensible des conducteurs voisins sur le potentiel disruptif. Mais, pour des tensions comprises entre 40.000 et 80.000 volts, les différences observées de ce fait n'ont jamais dépassé 3.000 volts. Comme les divergences entre les nombres de C. Müller et ceux de M. Töpler atteignent 20.000 volts, il est impossible de les attribuer uniquement à la présence des conducteurs voisins. Il est donc vraisemblable de conclure que la formule employée par Töpler conduit à des résultats inexacts quand on l'étend à de grandes distances explosives.

PAUL DE LA GORCE.

A. BECKER. — Sur les porteurs d'électricité dans les gaz. — P. 209.

L'auteur a étudié la relation entre les grosseurs des amas électrisés et la concentration du gaz en noyaux de condensation dans le cas de l'ionisation par les rayons de Röntgen, par les rayons cathodiques, dans le cas d'une atmosphère ozonisée. Il conclut à l'influence prédominante de la substance capable de fournir les centres de condensation sur ceux-ci et essaye de rendre compte de ces faits par des considérations cinétiques.

F. HABER et G. JUST. — Sur l'émission d'un rayonnement électrique dans les réactions chimiques. — P. 308.

MM. Haber et Just ont montré précédemment <sup>(1)</sup> que les alliages de potassium et sodium, le sodium solide et l'amalgame de lithium, mis en présence d'un gaz chimiquement actif, émettent un rayonnement électronique dans l'obscurité et à la température ordinaire.

Ce nouveau travail contient l'étude quantitative du même phénomène dans le cas de l'action du phosgène ou du brome sur l'alliage sodium-potassium et sur le cæsium. Le gaz est raréfié; les centres électrisés produits sont déviés par un champ électrique et un champ magnétique, ce qui permet de déterminer leur nature; ce sont des

---

(1) *Ann. d. Ph.*, XXX, p. 411 (1909); *Z. f. Elektrochemie*, XVI, p. 275 (1910).

électrons. Le potentiel de la matière attaquée peut s'élever de 1 volt.

Les amalgames de cæsium, de potassium et de lithium émettent des ions négatifs ; l'effet est toujours unipolaire et se produit sans luminosité.

H. ZAHN. — Sur l'effet Hall apparent produit par un courant de haute fréquence ; instrument de zéro fondé sur ce phénomène. — P. 553-574.

M. des Coudres a mis en évidence un phénomène ressemblant à l'effet Hall dans une plaque mise en série avec la bobine de champ, le tout étant parcouru par un courant alternatif (1).

M. Zahn a repris cette étude avec les oscillations d'un arc de Poulsen. En se servant de plaques d'antimoine, il trouve un phénomène qui n'a qu'une analogie qualitative avec l'effet Hall ; le coefficient de Hall ne demeure pas constant ; il dépend des dimensions de la plaque. Quand on noie la plaque dans un liquide, l'intensité du phénomène diminue ; de plus, en se servant comme électrodes de fils de bismuth (la plaque étant du même métal), M. Zahn a vu l'intensité du phénomène diminuer notablement. Il en attribue la cause aux phénomènes thermoélectriques produits aux électrodes par les courants tourbillonnaires. Les recherches ont porté aussi sur des anneaux de constantan et de cuivre.

Au moyen de dérivations, l'auteur mesure des variations de capacité ou de faibles selfs. Ce phénomène disparaît, en effet, par l'introduction d'une certaine différence de phase.

A. GRUMBACH.

E. WAETZMANN et O. LUMMER. — Nouvelles courbes d'interférences d'égalé inclinaison. — P. 383-394.

Ce nouveau phénomène s'observe lorsque, dans l'interféromètre de Michelson (2), on supprime la lame compensatrice et qu'on rapproche par suite l'un des deux miroirs (miroir C) parallèlement à lui-même. La lame plan-parallèle, qui reste, est semi-argentée, et la lunette d'observation est pointée sur l'infini.

Lorsque les deux miroirs sont *en contact optique*, on aperçoit dans

(1) DES COUDRES, *Phys. Z.*, II, p. 586 ; 1901.

(2) Cet appareil est décrit dans divers traités de physique, par exemple dans le *Précis d'optique*, publié d'après Drude, t. I, p. 218.

la lunette une série d'ellipses concentriques, dont les grands axes sont verticaux (*ellipses verticales*).

1° Si l'on éloigne le miroir C, les axes de ces ellipses tendent à devenir égaux et les ellipses tendent à devenir des cercles ;

2° Au contraire, si c'est l'autre miroir (miroir D) que l'on éloigne, les ellipses verticales deviennent peu à peu des *droites verticales*, qui se transforment en *hyperboles* dont les asymptotes sont tout d'abord peu inclinées sur la verticale. Ensuite ces hyperboles deviennent des *hyperboles équilatères*, dont les asymptotes font un angle de  $\frac{\pi}{4}$  avec la verticale. Puis on observe des *hyperboles*, dont les asymptotes tendent à devenir horizontales.

Ces hyperboles se transforment alors en *droites horizontales*, qui deviennent peu à peu des *ellipses horizontales*, lesquelles revêtent finalement la forme de cercle.

Waetzmann et Lummer donnent la théorie complète de leur expérience.

Ils terminent en examinant la variation des figures d'interférences, lorsqu'on introduit une nouvelle lame plan-parallèle. Les phénomènes sont plus compliqués, lorsque cette lame a une épaisseur différente de la première.

Marcel BOLL.

R.-H. WEBER. — Propriétés magnétiques des sels de protoxyde et de sesquioxyde du groupe du fer. — P. 624-646.

Exposé d'ensemble des recherches de l'auteur sur la question, complétées par celles de Liebnecht et Wills (1).

Weber a utilisé la méthode manométrique de Quincke; l'appareil était disposé de telle sorte que la solution du sel de protoxyde fût à l'abri de toute oxydation au cours des mesures.

L'étude des sels manganoux et manganique, chromeux et chromique, cobalteux et cobaltique, montre que le « magnétisme atomique » (quotient de la susceptibilité spécifique moléculaire du sel par le nombre d'atomes du métal dans la molécule) est plus élevé pour les sels en eux que pour les sels en ique. D'après les mesures de Liebnecht et Wills, le résultat est inverse pour le fer. L'auteur

---

(1) *Ann. d. Phys.*, I, p. 486; 1900.

a en outre constaté que la transformation de la solution des sels chromeux en sels chromiques est accompagnée d'une diminution appréciable du volume spécifique :

$$\frac{V_{\text{hydr}}}{V_{\text{oxyd}}} \approx 1,006.$$

Weber a comparé les résultats obtenus dans le groupe du fer, corrigés du diamagnétisme des radicaux acides, à ceux de la théorie du magnéton de Weiss. L'accord est satisfaisant pour  $\text{CrCl}_2$ ,  $\text{CrCl}_3$ ,  $\text{PO}^4\text{Mn}$  ; pour les autres, il n'est pas bon.

M. BARRÉ.

PAUL CERMAK et H. SCHMIDT. — Les forces thermoélectriques au passage de l'état solide à l'état liquide. — P. 575-588.

J. Kœnigsberger et J. Weiss ont exprimé, dans un travail récent <sup>(1)</sup>, cette idée que le pouvoir thermoélectrique subit une discontinuité lors du passage de l'état solide à l'état liquide. M. Cermak étant arrivé à un résultat opposé dans un précédent travail <sup>(2)</sup>, les auteurs ont procédé à de nouvelles expériences.

Les mesures ont porté sur les couples *étain-constantan*, *étain-fer*, *plomb-constantan*, on n'a pu constater aucune variation du pouvoir thermoélectrique, au moment où l'un des métaux subit un changement d'état, ce qui paraît d'accord avec les résultats fournis par la théorie électronique de la thermoélectricité.

A. GOLDMANN et S. KALANDYK. — Recherches photoélectriques sur les diélectriques solides. — P. 589-623.

On sait que les rayons ultra-violetts tombant sur un diélectrique solide peuvent donner lieu à un effet photoélectrique, analogue à celui qu'on obtient avec les métaux et qui consiste dans une expulsion d'électrons lents par la surface du diélectrique. Ceci laisse à penser que les rayons ultra-violetts sont susceptibles de produire, — outre l'effet photoélectrique qui est superficiel, — un accroissement de conductibilité dans la masse du diélectrique. C'est l'étude de ces

<sup>(1)</sup> *J. de Phys.*, voir ce vol., p. 598.

<sup>(2)</sup> *Annalen der Physik*, XXXIII, p. 1195.



divers effets produits dans les isolants sous l'influence d'un rayonnement en courtes longueurs d'onde qui fait l'objet de ce mémoire.

Les expériences ont porté principalement sur le soufre et ont conduit à distinguer entre un *effet transversal* et un *effet longitudinal*.

I. Le diélectrique étant disposé entre deux électrodes qui présentent une différence de potentiel de 100 à 300 volts, on fait tomber les rayons ultra-violetes perpendiculairement à la direction du champ. On trouve à l'électroscope qu'il y a un courant entre les deux électrodes ou que le courant déjà existant est renforcé. C'est l'*effet transversal*. La discussion des résultats expérimentaux montre que cet effet est principalement dû à un accroissement de conductibilité, qui se produit très rapidement, reste constant pendant toute la durée du rayonnement, est indépendant du sens de ce champ et disparaît instantanément dans l'obscurité.

II. Si le rayonnement agit dans le sens du champ, le phénomène est différent et on a l'*effet longitudinal*. L'expérience est alors disposée de la manière suivante : l'une des électrodes est constituée par une toile métallique reliée à l'un des pôles d'une batterie d'accumulateurs ; l'autre électrode est un plateau relié à l'électromètre et recouvert d'une couche de diélectrique suffisamment mince pour ménager une lame d'air entre la toile et la surface supérieure du diélectrique.

Le rayonnement produit alors un effet photoélectrique superficiel et un accroissement de la conductibilité. Mais les couches profondes du diélectrique, protégées contre l'influence du rayonnement par les couches supérieures, demeurent isolantes. Le plateau métallique relié à l'électromètre ne peut donc se charger que *par influence*, et ceci constitue une différence essentielle entre l'effet longitudinal et l'effet transversal.

Si les épaisseurs du soufre et de la lame d'air ne dépassent pas 1 millimètre, on a un effet longitudinal, indépendant de la direction du champ et dû en grande partie à l'accroissement de la conductibilité. Au contraire, avec des épaisseurs de 2 à 3 millimètres, l'effet longitudinal, tout au moins au début, varie avec le sens du champ, et cette particularité semble être une conséquence de l'effet superficiel.

J. GUYOT.

WILHELM RIHL. — L'intensité du son dans l'arc musical. — P. 647-680.

Simon a montré que la superposition dans un arc d'un courant alternatif au courant continu principal a pour effet de faire rendre un son à l'arc, de telle façon qu'on a pu utiliser l'arc comme récepteur téléphonique. Ces vibrations sonores sont accompagnées d'oscillations périodiques de l'intensité lumineuse.

L'auteur s'est proposé de rechercher comment varie l'intensité du son émis lorsqu'on fait varier les différentes constantes de l'arc. Pour évaluer qualitativement l'intensité du son, il utilisait un phonomètre réalisé par Lebedew <sup>(1)</sup> d'après un principe indiqué par lord Rayleigh.

Si un petit miroir suspendu par un fil de quartz est placé de façon à faire un angle de  $45^\circ$  avec la direction de propagation du son, sous les influences des ondes sonores, il tourne d'un angle proportionnel à l'intensité du son.

Ce miroir était placé au centre d'un résonateur cylindrique. La source sonore était constituée par un arc à courant continu aux bornes duquel était placé en dérivation un circuit contenant un alternateur à haute fréquence, une bobine de self-induction et une capacité réalisant les conditions de résonance. De cette façon le courant alternatif traversant l'arc était sensiblement sinusoïdal. L'intensité du son émis semble, toutes choses égales d'ailleurs, indépendante du diamètre des charbons. L'intensité la plus grande est produite lorsque l'arc jaillit entre deux charbons à mèche. L'arc entre deux charbons homogènes ou un charbon homogène et un charbon à mèche donne des sons un peu plus faibles. Les charbons à flamme donnent des sons très faibles. L'intensité du son varie proportionnellement au carré de la longueur de l'arc et au carré de l'intensité du courant alternatif.

La courbe représentant, en fonction de l'intensité du courant continu, la variation de l'intensité du son est identique à celle qui représente dans les mêmes conditions la variation de la différence de potentiel continue aux bornes (caractéristique statique).

Les relevés oeillographiques de l'auteur lui ont donné pour caractéristiques dynamiques des arcs étudiés (courbes représentant en

---

(<sup>1</sup>) *Wiedmanns Annalen*, t. LXII, p. 163 (1897).

fonction de l'intensité alternative la variation de la différence de potentiel alternative) des courbes ayant grossièrement la forme d'ellipses. Il en conclut que l'arc se comporte uniquement au point de vue du courant alternatif tantôt comme une self-induction, tantôt comme une capacité.

Partant de ce point de vue, il montre par des considérations théoriques qu'il suffit d'admettre qu'à tout moment le volume de l'arc est proportionnel à la puissance qu'il dissipe pour prévoir les résultats expérimentaux obtenus. Sans pouvoir conduire à une conclusion définitive, ces expériences semblent montrer que la cause des vibrations sonores est due non aux variations dans la quantité de carbone vaporisée aux électrodes, mais aux variations de la quantité de chaleur qui se produit dans l'arc.

R. JOUAUST.

---

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XII ; 1911.

F. STREINTZ et A. WELLIK. — Sur la résistance électrique entre un cristal et un corps métallique en contact suivant une surface plane. — P. 845-854.

L'objet de ce travail était d'étudier les moyens de réaliser un bon contact électrique à la surface d'un cristal. Là réside, en effet, une des difficultés que rencontrent les physiciens dans les recherches sur la conductibilité des corps solides non métalliques (1). Les auteurs ont déterminé comment variait la résistance au contact avec la pression, avec l'intensité du courant, avec la nature des corps servant à assurer les connexions. Les cristaux étudiés appartenaient tous à la catégorie des sulfures : mispickel, galène, sulfure de fer magnétique, pyrite, sulfure d'argent.

Dans une première série d'expériences, le cristal était placé entre deux cylindres en laiton doré servant d'électrodes : la pression était réglée au moyen de masses de plomb dont on surchargeait le cylindre supérieur. Les résultats obtenus varient d'un cristal à l'autre,

---

(1) Voir J. KOENIGSBERGER, *Jahrbuch der Radioactivitat und Electronik*, IV, 458 (1907); J. KOENIGSBERGER et O. REICHENHEIM, *Zentralblatt für Mineralogie usw.*, p. 458 (1905); J. KOENIGSBERGER et R. SCHILLING, *Annalen der Physik*, XXXII, 180 (1910).

mais l'allure générale des phénomènes est la suivante. L'influence de la pression est très nette : quand celle-ci augmente, la résistance diminue. La durée d'application de la pression agit aussi pour diminuer la résistance : un échantillon de pyrite de 9 millimètres de diamètre chargé d'un poids de 5.000 grammes présentait au bout de huit jours une résistance trois fois moindre qu'à l'instant initial. Pour les pressions faibles, la résistance décroît quand le courant augmente ; mais la courbe devient de moins en moins accentuée à mesure que la pression s'élève et, pour des pressions suffisamment grandes, les corps étudiés suivent à peu près la loi d'Ohm.

On considère souvent qu'au moment où cette condition est réalisée les contacts n'interviennent plus. Les expériences des auteurs montrent qu'il n'en est rien. En effet, quand on recommence les mêmes mesures en substituant au laiton doré un autre métal, on obtient d'autres valeurs pour la résistance. Il est probable que ces anomalies sont dues à une couche gazeuse adhérent aux surfaces en contact.

Beaucoup de difficultés paraissent levées quand on assure les contacts au moyen de conducteurs liquides (mercure ou amalgames). C'est ainsi que les auteurs ont effectué une deuxième série d'expériences en utilisant comme connexions un amalgame d'or. Les valeurs obtenues sont à peu près indépendantes de la pression et du courant. Elles sont plus faibles que celles qu'on trouvait en opérant avec des contacts solides et tout porte à croire qu'elles sont beaucoup plus exactes.

La conclusion du mémoire est qu'on doit rejeter l'emploi des contacts solides et n'utiliser pour assurer les connexions que des métaux ou alliages liquides présentant une adhérence aussi complète que possible avec le cristal à étudier.

PAUL DE LA GORCE.

STEPHAN RYBAR. — Sur la séparation des raies spectrales du lanthane et du cobalt dans le champ magnétique. — P. 889-900.

L'auteur donne le tableau des composantes de plusieurs raies du lanthane et du cobalt, observées avec un grand réseau concave de Rowland dans un champ magnétique allant jusqu'à 30.000 gauss.

Il compare les résultats obtenus sur le lanthane avec ceux déjà connus relatifs à l'yttrium, qui fait partie de la même série de Men-

déléeff. Il trouve plusieurs raies qui présentent les mêmes modes de séparation, qui sont quelquefois très complexes. Ainsi la raie du lanthane  $\lambda$  4575,08, qui est séparée en douze composantes, présente une grande analogie avec la raie de l'yttrium  $\lambda = 3818,49$ .

Pour cette raie de l'yttrium, il y a aussi huit composantes dont les vibrations sont perpendiculaires aux lignes de force, et quatre dont les vibrations sont parallèles aux lignes de force. Toutes ces composantes sont dans les deux cas symétriques par rapport à la raie primitive. Les distances des composantes correspondantes relatives à ces deux raies sont proportionnelles, l'intervalle fondamental étant 0,433 pour la raie de l'yttrium et 0,52 pour la raie du lanthane. Cette correspondance a été retrouvée pour sept couples de raies. On peut donc conclure que la parenté chimique entre l'yttrium et le lanthane s'étend aux spectres de ces éléments.

L'auteur compare ensuite les résultats de ses observations à la théorie de Ritz. Parmi les nombreuses raies mesurées, beaucoup présentent des types de séparation qui s'accordent très bien avec cette théorie. Mais il en est d'autres qui présentent des écarts notables. Ainsi pour les raies  $\lambda$  4196,74, 4575,08, 3630,31, 3715,67, il faudrait admettre, pour être d'accord avec la théorie, que toutes les composantes de vibrations parallèles aux lignes de force font défaut, à l'exception d'un seul couple d'entre elles. Et, comme alors on doit attribuer à ce couple un numéro d'ordre élevé, on ne comprend pas l'absence des composantes d'ordre inférieur, qui, d'après la théorie, devraient au contraire être plus intenses. D'autre part, les distances à la raie primitive des composantes de vibrations parallèles doivent être des multiples de l'intervalle des composantes de vibrations perpendiculaires au champ. Il n'en est pas ainsi pour les raies 3715,67 et 4196,74. On trouve aussi des désaccords avec la théorie de Ritz pour les raies  $\lambda$  3385,39<sup>λ</sup>, 3388,32<sup>λ</sup>, 3491,51<sup>λ</sup>, 3561,06<sup>λ</sup>, 3491,05.

F. CROZE.

R.-D. KLEEMAN. — Sur la nature et la vitesse d'un ion dans un gaz (Communication à la Philosophical Society de Cambridge). — P. 900-908.

Étude théorique. En général, on établit les formules qui donnent la vitesse d'un ion dans un gaz en admettant que la constitution de l'ion, variable avec la température, est constante pour une température déterminée. Cette hypothèse n'est pas acceptable : à température

constante, la nature de l'ion peut se modifier graduellement par chocs avec d'autres particules ; de sorte que les formules ne concordent pas avec l'expérience. L'auteur, par des considérations analogues à celles de la théorie cinétique des gaz, détermine une expression de la vitesse : il tient compte des phénomènes continuels d'agrégation et de dissociation des ions et leur applique la loi d'action de masse.

M. BARRÉE.

R. GANS. — Propriétés magnétiques du fer déposé électrolytiquement dans un champ magnétique. — P. 911-916.

La courbe d'hystérésis obtenue par Maurain <sup>(1)</sup> pour les dépôts de fer électrolytique effectués dans un champ magnétique rappelle les résultats de P. Weiss pour la pyrrothine. Dans ces conditions on peut se demander si le fer dans ces dépôts n'est pas un corps anisotrope. Pour répondre à cette question, l'auteur a étudié des disques circulaires de fer électrolytique obtenus en utilisant une cathode en laiton, munie d'une sorte d'anneau de garde pour assurer l'uniformité du dépôt qui s'effectuait dans un champ beaucoup plus intense que dans les expériences de Maurain, ce champ étant parallèle à l'un des diamètres du disque. L'étude de ces plaques circulaires se faisait par un procédé identique à celui employé par Weiss dans ses dernières recherches sur la pyrrothine <sup>(2)</sup>. Le plan du disque doit correspondre, s'il y a anisotropie, au plan de facile aimantation du cristal, le diamètre parallèle au champ étant la direction d'aimantation principale. Dans ces conditions, si la plaque est placée dans un champ suffisamment intense faisant un angle  $\alpha$  avec le diamètre d'aimantation, l'intensité d'aimantation fait avec ce diamètre un angle  $\varphi$  et la plaque est soumise de la part du champ à un couple :

$$C = (N_1 - N_2) \frac{\mathfrak{J}^2}{2} V \sin^2 \varphi ;$$

$\mathfrak{J}$ , intensité d'aimantation à saturation ; V, volume de l'éprouvette ;  $N_1$  et  $N_2$ , deux constantes dont la différence caractérise l'anisotropie du métal. Or ce couple, très faible du reste, se manifeste même sur des disques qui n'ont pas été obtenus dans un champ magnétique.

<sup>(1)</sup> *J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. X, p. 123 ; 1901.

<sup>(2)</sup> *Bulletin de la Société française de Physique*, p. 102 (1907), et *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VI, p. 668 ; 1907.

On peut se demander si son existence ne serait pas due à une inégalité dans le dépôt et non à une anisotropie du métal.

Pour évaluer la grandeur de la différence  $N_1$  et  $N_2$ , Gans a donné à ses éprouvettes la forme d'une plaque mince elliptique de grand axe  $2a$ , de petit axe  $2b$ , d'épaisseur  $2c$ . Si une semblable plaque est placée dans un champ qui n'est pas parallèle à un axe, elle se comporte, au point de vue de l'action pondéromotrice du champ, même si elle est de substance isotrope, comme un disque circulaire anisotrope et est soumise à un couple :

$$C = (N_1 - N_2) \frac{\delta^2}{2} v \sin^2 \varphi,$$

avec (1)

$$N_1 = 2\pi \int_0^\infty \frac{dt}{(1+t) \sqrt{(1+t) \left(1 + \frac{a^2}{b^2} t\right) \left(1 + \frac{a^2}{c^2} t\right)}}$$

$$N_2 = 2\pi \int_0^\infty \frac{dt}{(1+t) \sqrt{(1+t) \left(1 + \frac{b^2}{c^2} t\right) \left(1 + \frac{b^2}{a^2} t\right)}}$$

$\varphi$  étant l'axe du champ avec le grand axe.

Ces formules permettent de calculer  $N_1 - N_2$  quand on néglige les puissances de  $\frac{a-b}{a}$ .

La comparaison des résultats obtenus avec les dépôts ayant la forme du disque elliptique et ceux ayant la forme du disque circulaire, donne à l'auteur pour ce dernier cas :

$$N_1 - N_2 < 0,00076$$

et, en admettant le nombre de Kaufmann et Meier pour l'intensité d'aimantation à saturation  $\delta = 110$ ,

$$(N_1 - N_2) \delta < 0,84,$$

alors que Weiss avait trouvé pour la pyrrothine :

$$(N_1 - N_2) \delta = 7300, \quad \delta = 63, \quad N_1 - N_2 = 112.$$

L'anisotropie du fer électrolytique déposé dans un champ magné-

(1) COHN, *le Champ électromagnétique*. Leipzig, 1900, p. 53.

tique est donc, si elle existe, incomparablement plus faible que celle de la pyrrothine et ne peut expliquer les résultats de Maurain que Kaufmann et Meier mettaient sur le compte de l'hydrogène occlus.

L.-W. AUSTIN. — Note préliminaire sur la résistance des antennes.

(Traduit d'après le manuscrit anglais.) — P. 924-926.

L'auteur a étudié la résistance des antennes par une méthode identique à celle de Fischer<sup>(1)</sup>, méthode indiquée du reste à l'origine par Fessenden. Ces mesures ont porté sur trois antennes, celle du navire *Dolphin*, celle du chantier naval de Washington, celle du Bureau of Standards. Les expériences montrent que, lorsque la longueur d'onde croît, la résistance d'antenne décroît, passe par un minimum, puis croît presque linéairement en fonction de la longueur d'onde.

Le minimum correspond sensiblement au double de la longueur d'onde de l'aérien.

Si on traduit par une courbe les résultats précédents, on constate que la branche descendante s'écarte peu des résultats théoriques donnés par la formule<sup>(2)</sup> :

$$R_r = 1600 \frac{\lambda^2}{h^2}.$$

$R_r$ , résistance de rayonnement ;  $h$ , hauteur verticale de l'aérien ;  $\lambda$ , longueur d'onde.

Les écarts et l'existence de la branche montante sont attribués par l'auteur à la résistance de la terre qui serait proportionnelle à la longueur d'onde. Il est à remarquer, en effet, que c'est sur l'antenne du Bureau of Standards, dont la terre était constituée uniquement par la canalisation d'eau de l'établissement, que le coefficient angulaire de la branche rectiligne montante est le plus grand.

Pour l'antenne du chantier naval, le point d'intersection de la branche montante avec l'axe des longueurs d'onde correspond à la longueur d'onde fondamentale de l'aérien, ce qui est conforme aux résultats de Fischer.

L'auteur termine par un tableau donnant, en fonction des longueurs d'onde, d'une part, la résistance de rayonnement calculée par la formule de Rùdenberg et, d'autre part, cette résistance déduite des expériences

(1) Voir ce vol., p. 426.

(2) RÜDENBERG, *Annalen der Physik*, t. XXV, p. 446; 1908.



faites en admettant qu'on puisse pour chaque longueur d'onde connaître la résistance de la terre en mesurant les ordonnées de la branche rectiligne montante prolongée. La concordance est assez satisfaisante.

R. JOUAUST.

K. GROBER et H. ZÖLLICH. — Contribution à la théorie des appareils thermiques de mesure. I, Théorie du Barretter (Communication préliminaire). — P. 1048-1053.

Dans ce travail d'un caractère presque purement théorique, les auteurs établissent l'équation différentielle permettant de calculer l'augmentation de résistance d'un fil mince, de longueur finie, en fonction de l'intensité du courant qui le traverse, et cela en admettant la loi du rayonnement de Stefan. Ils indiquent comment on peut résoudre cette équation différentielle ainsi que celle à laquelle on est amené en cherchant à étudier le fonctionnement du barretter couplé avec un circuit oscillant parcouru par des oscillations amorties. Quelques expériences ont été faites pour vérifier les conclusions théoriques.

Elles montrent que, si on désigne par  $R$  la fonction du courant  $i$  représentant la résistance du fil que parcourt le courant,  $\frac{dR}{di}$  passe par un maximum. La valeur de l'intensité correspondant à ce maximum varie un peu avec la nature des attaches de fil du barretter.

Lorsqu'on utilise cet appareil comme détecteur d'ondes électriques, il y a pour chaque valeur de la fréquence une intensité optimale correspondant à une sensibilité maximum du barretter. Cette intensité est un peu plus faible que celle correspondant au maximum de  $\frac{dR}{di}$ .

R. GANS. — L'équation de la courbe de susceptibilité réversible. — P. 1053-1054.

L'auteur a montré que la grandeur  $K$  qu'il a désignée sous le nom de susceptibilité magnétique réversible <sup>(1)</sup> était reliée à l'intensité d'aimantation actuelle  $\delta$  de l'éprouvette étudiée par la relation :

$$K = K_0 \varphi \left( \frac{\delta}{\delta_\infty} \right);$$

(1) *Annalen der Physik*, t. XXXIII, p. 1063-1910.

$K_0$ , susceptibilité initiale;  $\delta_\infty$ , intensité d'aimantation à saturation;  $\varphi$ , une fonction universelle.

L'auteur montre aujourd'hui que :

$$\varphi\left(\frac{\delta}{\delta_\infty}\right) = 3\left(\frac{1}{x^2} - \frac{1}{\sin \text{hyp}^2 x}\right)$$

si on pose :

$$\frac{\delta}{\delta_\infty} = \cotg \text{ hyp. } x - \frac{1}{x}.$$

Gans ne croit pas devoir indiquer les considérations théoriques qui l'ont conduit à cette formule et se borne à donner une courbe obtenue en calculant, au moyen des relations précédentes, les valeurs de  $\frac{K}{3K_0}$  en fonction de  $\frac{\delta}{\delta_\infty}$ ; courbe sur laquelle viennent se placer très sensiblement les résultats expérimentaux obtenus en faisant varier  $\frac{\delta}{\delta_\infty}$  de 0,0056 à 0,86. Pour le tracé de cette courbe, l'auteur a pris pour  $\delta_\infty$  la valeur 1.700 obtenue par P. Weiss et pour  $K_0$  la valeur 146 qu'il a déterminée lui-même.

R. JOUAUST.

W.-W. COBLENTZ. — La couleur de la lumière émise par les insectes lumineux (Lampyrinés). — P. 917-920. (Traduit de l'anglais sur manuscrit.)

Recherches entreprises pour savoir si les diverses espèces d'insectes lumineux émettent des lumières de même couleur. L'insecte à étudier était maintenu à la main, pendant le temps nécessaire, devant la fente d'un spectrographe muni d'une plaque panchromatique; on spectrographiait avec le même appareil, et avec différentes durées d'exposition, une lampe à incandescence bien constante. L'intensité lumineuse était déduite de mesures d'opacité prises sur les clichés; on traçait sur la même feuille les courbes relatives aux différents insectes (I), et aux différentes durées de poses de la lampe (II) (l'unité étant définie arbitrairement par une pose de 4 secondes); l'intersection d'une courbe (I) et d'une courbe (II) donnait alors, pour la radiation correspondante, l'intensité de la lumière de l'insecte; l'ensemble de la courbe donnait la région d'émission et la position du maximum.

Les expériences ont montré : 1° que le maximum d'intensité est le même pour le ver luisant (larve de *Photuris Pennsilvanica*) et pour

l'insecte complet ; 2° que l'étendue de la région d'émission et la place du maximum varient d'une espèce à une autre.

Pour *Pipophorus noctilucus*, le maximum est à 0,538  $\mu$  ; pour *Photuris pennsylvanica*, à 0,552 ; pour *Photinus pyralis*, à 0,567 ; pour *Photinus consanguineus*, à 0,578.

P. LUGOL.

E. ALTENKIRCH. — Production électrothermique réversible de refroidissement et échauffement électrique réversible. — P. 920-924.

On sait que si on envoie un courant à travers un élément formé de deux métaux, dont toutes les parties sont à une même température, une des soudures s'échauffe alors que l'autre se refroidit, et il s'établit finalement un état stationnaire.

Soit  $Q$  la quantité de chaleur cédée à l'extérieur par la soudure froide ; cette soudure reçoit en même temps une quantité de chaleur  $Q_1$  par conductibilité, une quantité de chaleur  $Q_2$  provenant de l'effet Joule et une quantité de chaleur  $Q_3$  par suite de l'effet Peltier. Puisque le régime permanent est établi, on a :

$$Q + Q_1 + Q_2 + Q_3 = 0,$$

d'où il résulte qu'on peut calculer  $Q$  en fonction des conductibilités calorifiques et électriques, de l'intensité du courant, du pouvoir thermoélectrique et de la différence de température entre les soudures.

L'auteur applique ce calcul à la recherche des conditions à réaliser pour obtenir un maximum de refroidissement avec un minimum de dépense électrique, au moyen d'un seul élément et au moyen d'une chaîne d'éléments.

Il trouve que, pour une chaîne, la plus petite valeur du rapport  $\frac{A}{Q}$  de l'énergie dépensée au refroidissement correspondant est :

$$\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{1}{v_0}} - 1,$$

où  $v_0$  est une fonction compliquée du pouvoir thermoélectrique et des écarts à la loi de Wiedemann et Franz.

J. GUYOT.

## ARCHIVES NÉERLANDAISES ;

Série III, t. I ; 1911.

J.-D. VAN DER WAALS. — Association apparente ou agrégation moléculaire.  
P. 90.

On sait depuis longtemps que les phénomènes, présentés en particulier par l'état liquide, conduisent à la conclusion que l'équation d'état de l'auteur n'est pas d'accord avec l'expérience, même si l'on admet la variabilité de  $b$  avec le volume. Comme l'équation d'état a été déduite en supposant que les molécules sont uniformément distribuées dans l'espace occupé par la matière, il y a lieu de supposer une distribution hétérogène des molécules dans l'espace et une production d'amas moléculaires dont le nombre dépendrait de la température et de la densité.

Dans une série de paragraphes, l'illustre physicien traite toute une série de questions qui se rattachent à l'ordre d'idées considéré.

En utilisant les nombres de Sydney Young, il démontre d'abord que l'équation

$$p = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{v^2}$$

ne suffit pas pour représenter l'état liquide, si l'on se contente d'admettre que  $a$  et  $b$  sont indépendants de  $T$  et que  $b$  est uniquement fonction du volume. Il ne suffit même pas d'admettre que  $a$  et  $b$  sont des fonctions continues de la température  $T$ .

L'auteur suppose que, dans l'unité de masse de la substance, une fraction  $x$  est à l'état de molécules complexes formées par la réunion de  $n$  molécules simples en une molécule composée, tandis que la masse  $1 - x$  existe à l'état de molécules simples. En admettant que  $b$  soit une fonction inconnue de  $v$  et de  $x$ , il est conduit provisoirement à donner à l'équation d'état la forme :

$$p = \frac{RT}{v - b} \left( 1 - \frac{n-1}{n} x \right) - \frac{a}{v^2} \left\{ 1 - (k-1) x \right\}^2,$$

le facteur  $k$  étant très probablement égal à 0,5.

J.-D. VAN DER WAALS. — Remarques sur les valeurs des constantes critiques.  
P. 136.

Quand on désigne par  $b_g$  la valeur de  $b$  relative à l'état gazeux, c'est-à-dire à un volume infiniment grand, et qu'on adopte l'équation d'état ordinaire de Van der Waals, on a pour les constantes critiques les expressions connues :

$$v_c = 3b_g, \quad p_c = \frac{1}{27} \frac{a}{b_g^2} \quad \text{et} \quad RT_c = \frac{8}{27} \frac{a}{b_g}.$$

Dans le travail précédent, l'auteur a posé les relations suivantes :

$$\frac{p_c v_c}{RT_c} = \frac{1}{s}, \quad \frac{RT_c}{p_c} = r s b_g, \quad \left( \frac{T}{p} \frac{dT}{dp} \right)_c = f, \quad \frac{a}{v_c RT_c} = \frac{f-1}{s}$$

et

$$\left( \frac{v}{v-b} \right)_c = \frac{f}{s},$$

ce qui donne pour les grandeurs critiques :

$$v_c = r b_g, \quad p_c = \frac{a}{b_g^2} \frac{1}{(f-1)r^2} \quad \text{et} \quad RT_c = \frac{a}{b_g} \frac{sr}{(f-1)r^2},$$

ou trois relations dépendant de huit grandeurs qui, toutefois, ne sont pas indépendantes les unes des autres. Du moment que  $a$  et  $b_g$  sont déterminés par le choix de la substance, la connaissance de trois grandeurs  $r$ ,  $s$  et  $f$  permet de tout calculer. Même quand on dispose d'expériences aussi excellentes que celles de Sidney Young, le difficile est d'en tirer avec exactitude des formules simples permettant de connaître les grandeurs dont on a besoin dans le calcul des constantes critiques.

J.-J. VAN LAAR. — Sur l'état solide. — P. 51.

C'est la continuation d'un mémoire analysé antérieurement et dans lequel l'auteur avait établi l'équation de la courbe de coexistence liquide-solide. Il commence par donner à cette équation une forme un peu plus simple.

Si  $p_0$  est la pression de coexistence pour  $T = 0$ , on a,  $\alpha$  et  $\omega$  étant

des constantes :

$$p - p_0 = \alpha T - \omega T \log T.$$

Il s'ensuit que  $p$  passe par un maximum relatif pour une température absolue  $T_m$  égale à  $10^{\circ},8$  dans l'exemple considéré par l'auteur; la température à laquelle  $p = p_0$  pour la seconde fois est  $T' = 29^{\circ},4$  dans le même exemple numérique. La discussion montre l'existence d'un *point critique* solide-liquide  $T_c$ , au delà duquel il n'y a plus de possibilité de coexistence liquide-solide. La courbe de coexistence solide-liquide n'est réalisable, c'est-à-dire n'atteint des valeurs positives au-dessus d'un triple point, que si une certaine constante  $\Delta b$ , positive ou négative, mais voisine du zéro, a un module suffisamment grand (0,5). Pour  $\Delta b$  positif, le triple point correspond à une température absolue voisine de  $0,5 T_c$ , conformément à ce que l'on a trouvé pour un grand nombre de corps. L'auteur montrera, par la suite, les modifications que ces résultats doivent subir dans le cas où ce ne sont pas *deux* molécules qui s'associent pour former une molécule complexe, mais plusieurs molécules.

L.-S. ORNSTEIN. — Quelques remarques sur les bases mécaniques de la thermodynamique. — P. 159.

On se sert souvent, dans l'établissement de la seconde loi de la thermodynamique, de la théorie des ensembles de systèmes, théorie qui est exposée d'une façon très développée par J.-W. Gibbs dans son mémoire bien connu : *Elementary Principles of Statistical Mechanics*. Dans ce travail, deux ensembles surtout sont mis en évidence. A leur propos, le D<sup>r</sup> P. Hertz a développé récemment certaines considérations, sur lesquelles l'auteur fait des remarques qui peuvent être mises sous une forme géométrique en faisant usage de la terminologie de la géométrie à plusieurs dimensions.

W.-P. JORISSEN et N.-H. SIEWERTSZ VAN REESEMA. — Sur l'extinction des flammes. — P. 15.

Clowes a examiné, pour diverses flammes, quelle est l'atmosphère dans laquelle elles s'éteignent. Il opéra à cet effet par deux méthodes. Dans la première, il laissa la flamme s'éteindre dans une masse d'air déterminée, dont la pression restait constante; dans la seconde, il plongeait la flamme dans des mélanges d'oxygène et

d'azote ou d'air et d'anhydride carbonique, et il cherchait par tâtonnement l'atmosphère extinctrice.

En fait, la seconde méthode donne des teneurs en oxygène plus faibles que la première. En essayant d'expliquer ce fait par l'influence de la chaleur spécifique, de la conductibilité calorifique et de l'absorption calorifique du gaz mélangé à l'air ou à l'oxygène, les auteurs ont été conduits à faire de nouvelles expériences qui expliquent le « pouvoir extincteur » de l'anhydride carbonique par sa grande chaleur spécifique moléculaire et sa grande conductibilité calorifique.

Leur attention a été appelée sur le fait qu'une flamme d'oxyde de carbone s'éteint, à pression constante, dans un mélange beaucoup plus riche en oxygène qu'une flamme d'hydrogène. Cela est d'autant plus singulier que l'hydrogène et l'oxyde de carbone ont la même chaleur spécifique moléculaire et que chaque molécule de ces deux gaz se combine avec un atome d'oxygène. L'oxyde de carbone occupe donc une place à part parmi les gaz combustibles, ainsi que Le Châtelier et Boudouard l'avaient déjà remarqué. Un examen plus approfondi de l'extinction d'une flamme d'oxyde de carbone dans des mélanges gazeux contenant de l'oxygène s'impose, et elle promet de faire connaître bien des faits intéressants.

W.-P. JORISSEN et H.-W. WOUDESTRA. — Sur l'action des rayons du radium sur les colloïdes. — P. 43.

Après un historique et une critique très serrée des expériences antérieures sur le sujet traité, les auteurs décrivent quelques expériences faites avec environ 15 milligrammes de bromure de radium pur.

D'un sel d'oxyde de fer, préparé par dialyse d'une solution de chlorure de fer digérée avec de l'oxyde de fer, une partie fut soumise à l'influence des préparations de radium, et une autre fut conservée à la même température à l'abri de cette action. Les expériences de Henry et Mayer furent répétées et confirmées ; alors la question se posa de savoir si une longue exposition préalable aux préparations du radium ne rendrait pas le sel d'oxyde de fer plus sensible aux électrolytes. L'expérience donna le résultat suivant : la concentration limite d'un électrolyte donné qui coagule encore le colloïde est en général plus faible pour le colloïde exposé aux rayons du radium

que pour celui qui ne l'est pas. C'est l'inverse qui se passe pour le carbonate de sodium; les auteurs ne connaissent pas l'explication de ce résultat discordant.

E. MATHIAS.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE ;

T. LXXVII ; 1911.

BENRATH et WAINOFF. — La conductibilité électrique des sels et des mélanges de sels. — P. 257-268.

La conductibilité  $K$  des sels cristallisés est liée à la température par une relation de la forme :  $\log K = a + bt$ ; mais à toute température de transformation, il se produit une discontinuité souvent considérable.

La forme des isothermes de conductibilité des mélanges de sels dépend de leur constitution; mais les sels et leurs mélanges se conduisent à l'inverse des métaux et de leurs alliages.

SMITS et DE LEEUW. — Allotropie homogène dans un système pseudo-ternaire. P. 269-283.

Il s'agit de l'étude du système des produits de condensation de l'aldéhyde, c'est-à-dire aldéhyde, paraldéhyde, métaldéhyde; c'est un système trimoléculaire, mais seulement pseudoternaire. Les phénomènes observés sont en accord parfait avec ceux des systèmes monophasés.

DE LEEUW. — Le système acétaldéhyde-alcool éthylique. — P. 284-314.

C'est l'étude expérimentale complète de ce système binaire; les densités, point de fusion, chaleur de réaction, viscosité, indice de réfraction, ont été déterminés pour les mélanges. Tous ces phénomènes montrent l'existence de deux combinaisons; pour une molécule d'aldéhyde, elles contiennent une ou deux molécules d'alcool.

Pour ces recherches, l'auteur a construit un thermomètre à résistance permettant de déterminer la courbe de fusion jusqu'à de très basses températures.



BRÖNSTED. — Etudes sur l'affinité chimique. — P. 315-330.

Il s'agit de la formation du sulfate double de potassium et de plomb.

L'affinité de formation, déterminée par les mesures électrométriques, est de 4.305 calories à 0°, les mesures cryoscopiques donnent 4.330 calories. La chaleur de formation, calculée d'après la thermodynamique, est 5.090 calories, les mesures directes donnent 5.310. L'auteur juge l'accord suffisant.

L'affinité de formation décroît quand la température s'élève, à l'inverse de ce qui se passe pour le chlorure double d'ammonium et de plomb.

STRAUB. — La constitution du chlorure d'argent ammoniacal. — P. 331-338.

Des expériences faites sur la mesure des solubilités de AgCl dans l'ammoniaque concentrée justifient l'existence du chlorure AgCl, 2AzH<sup>3</sup>.

LIVINGSTON et MORGAN. — Le poids des gouttes à leur chute et les lois de Tate  
P. 339-355.

Le poids des gouttes d'un liquide pouvant permettre, d'après les lois de Tate, aussi bien que la tension superficielle, de déterminer certaines propriétés des liquides, par exemple, leur poids moléculaire, les auteurs ont construit un appareil de laboratoire qui donne rapidement le poids de ces gouttes avec la même approximation que l'on obtient dans les mesures des tensions superficielles, à l'aide des ascensions capillaires.

REINDERS. — Études sur les photohaloïdes. — P. 356-366.

Il existe deux théories de la constitution des photo-haloïdes. Dans l'une on admet l'existence de sous-chlorures tels que Ag<sup>2</sup>Cl ou en général Ag<sup>m</sup>Cl<sup>m-n</sup>, dans l'autre on considère les photo-haloïdes comme les sels normaux ayant absorbé de petites quantités d'argent colloïdal qui les colore. Après avoir discuté les arguments donnés en faveur des deux hypothèses, l'auteur admet la dernière exclusive-

ment. La constitution de ces corps sera connue quand on saura le nombre, la forme et la distribution des particules d'argent colloïdal absorbées.

SMITS et DE LEEUW. — Confirmations expérimentales de la nouvelle théorie du phénomène de l'allotropie. — P. 367-379.

Certains phénomènes présentés par le phosphore blanc et que l'ancienne conception de l'allotropie expliquait mal, s'expliquent aisément par la nouvelle théorie. Il en est de même pour les phénomènes que présentent le mercure et l'étain.

MILBAUER. — Contribution à la théorie de la catalyse par le platine dans l'oxydation de l'hydrogène par l'acide sulfurique. — P. 380-384.

Parmi les nombreuses théories émises, l'auteur adopte celle où l'on admet la formation des produits intermédiaires; d'après lui, il y aurait combinaison de l'acide sulfurique et du platine.

RIMBACH et VOLK. — Mesures polarimétriques d'acidité faites sur des bases faibles en solution non aqueuse. — P. 385-410.

La force chimique des bases en solution aqueuse se détermine en mesurant la proportion d'ions OH libres, c'est-à-dire en mesurant la conductibilité de la solution électrolytique. Dans des dissolvants autres que l'eau, la méthode précédente n'est plus applicable. On définit alors la force relative de deux bases d'après la façon dont elles se partagent entre deux acides, et si l'une d'elles est active sur la lumière polarisée, la force relative des autres pourra se mesurer avec le polarimètre. On a pris comme termes de comparaison la brucine et la cinchonidine; les dissolvants utilisés sont les alcools méthylique et éthylique, et les bases étudiées sont, pour la plupart, des amines grasses ou aromatiques. De façon générale, elles se rangent dans le même ordre que d'après les conductibilités de leurs solutions aqueuses. Cependant, si, en solution aqueuse, c'est l'amine secondaire qui est la base la plus forte, il n'en est pas de même en solution alcoolique, où c'est toujours l'amine primaire.

HULETT. — Le sulfate mercurieux comme dépolarisant dans l'élément normal. P. 411-419.

Réponse aux critiques de Van Ginneken (*Z. f. ph. Ch.*, t. LXXV, 1911).

KÖRBER. — Remarque à propos d'un travail de Lussana sur l'influence de la pression et de la température sur la conductibilité électrolytique des dissolutions (*Z. f. ph. Ch.*, t. LXXVI, 1911). — P. 420-422.

WIGAND. — La réaction lumineuse réversible du soufre. — P. 423-471.

Il s'agit de l'étude expérimentale complète de la transformation à la lumière de soufre cristallisé en soufre amorphe et de la transformation inverse à l'obscurité; ces transformations réversibles donnent lieu à un état d'équilibre photochimique, soit quand le soufre est dissous dans le sulfure de carbone, soit quand il est liquide.

Les principaux résultats de cette étude sont les suivants :

Une première partie se rapporte à la transformation elle-même, elle dépend d'un très grand nombre de facteurs (concentration, température, volume, surface éclairée, dissolvant); après avoir décrit une méthode permettant la séparation complète du soufre colloïdal et du soufre cristallisé, l'auteur représente par des courbes l'influence de ces divers facteurs.

Dans une seconde partie, l'absorption lumineuse est déterminée au spectrophotomètre.

Enfin, des résultats calorimétriques montrent que, pour précipiter 1 gramme de soufre d'une solution dans  $CS_2$ , la lumière doit fournir  $15^{cal},8$ ; le même calcul est fait pour les solutions dans  $CCl_4$  et  $C_6H_6$ .

Il résulte de là que  $\frac{2,4}{1000}$  seulement de l'énergie lumineuse absorbée sont utilisés.

PLOTNIKOW. — Études photochimiques. — P. 472-481.

Il s'agit d'un essai de classification des réactions de la lumière, basé sur leurs deux propriétés essentielles : 1° elles sont limitées au lieu et à la durée d'action de la lumière; 2° elles sont le résultat d'une action propre de la lumière qui s'ajoute au phénomène ayant lieu dans l'obscurité. L'auteur a dressé deux tableaux, l'un pour les réactions irréversibles, l'autre pour les réactions réversibles.

HILDITCH. — Influence de la symétrie moléculaire sur l'activité optique et sur le pouvoir rotatoire relatif des isomères de position aromatique. — P. 482-497.

Ce travail concerne exclusivement la chimie.

CEDERBERG. — Une relation générale entre la chaleur de vaporisation, la tension de vapeur et la température. — P. 498-509.

Cette relation s'obtient en combinant la formule des tensions de vapeur de Van der Waals :

$$\log \frac{\pi_0}{p} = a \left( \frac{\theta_0}{T} - 1 \right),$$

avec l'équation de Clapeyron et avec une formule de Nernst :

$$p(V - v) = -RT \left( 1 - \frac{p}{\pi_0} \right).$$

Cette relation ne contient aucune constante empirique.

A. SÈVE.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE ;

T. IX, n° 2; 1911.

B.-N. MENSCHUTKIN. — Étude du système propylbenzène-trichlorure d'antimoine. — P. 314.

Cette étude a révélé que, au-dessous de 0° et pour des proportions de  $\text{SbCl}^3$  plus grandes que celle qui correspond au point eutectique, les points d'apparition des cristaux correspondent à deux courbes voisines ; l'une correspondant à la combinaison moléculaire  $\text{SbCl}^3\text{C}^6\text{H}^5\text{C}^3\text{H}^7$ , l'autre à  $2\text{SbCl}^3\text{C}^6\text{H}^5\text{C}^3\text{H}^7$ .

A. BERTHOUD. — Théorie cinétique des gaz et thermodynamique. — P. 352.

Il semble y avoir contradiction entre la loi thermodynamique, qui veut que, pour un gaz en équilibre, l'entropie soit maximum et la

théorie cinétique, qui admet qu'un tel gaz est formé de molécules animées de vitesses différentes, correspondant à des températures variant de zéro à une température très élevée. L'auteur fait l'hypothèse qu'une différence de température équivaut à une hétérogénéité chimique et trouve alors, en faisant des hypothèses variées sur le groupement de ces constituants chimiques supposés, que la contradiction n'est qu'apparente dans le cas des gaz monoatomiques. Comme il est inadmissible qu'elle n'existe pas pour les autres, il en conclut que la formule de Maxwell peut être modifiée quant à la valeur de certains de ses coefficients et être ainsi rendue plus générale.

A. REYCHLER. — L'électrophorèse du noir de fumée. — P. 382.

Les résultats obtenus sont tout différents, suivant que le tube en U dans lequel on fait l'électrolyse d'une solution saline contenant du noir de fumée est ou non réunie à la partie moyenne par un tube transversal; c'est-à-dire suivant que l'équilibre hydrostatique peut se rétablir par l'intermédiaire du liquide baignant le noir de fumée ou la branche transversale. La paroi poreuse formée par le noir joue un rôle actif dans le mouvement des liquides électrolysés; on peut alors admettre que les parois poreuses jouent aussi un rôle, suivant leur basicité ou leur acidité, même lorsqu'elles constituent un solide fixe non mobilisable par le mouvement général.

R. MARCELIN. — Mécanisme des phénomènes réversibles à partir des données thermodynamiques. — P. 399.

La recherche d'une formule générale permettant de prévoir le sens et la vitesse de transformation d'un système susceptible de se rapprocher d'un état d'équilibre irréversible a conduit l'auteur à l'expression :

$$\frac{dN}{dt} = M \left[ \exp\left(\frac{1}{RT} \frac{d\psi_1}{dN}\right) - \exp\left(\frac{1}{RT} \frac{d\psi_2}{dN}\right) \right],$$

dans laquelle R est la constante des gaz et T la température absolue, N le nombre de molécules transformées,  $d\psi_1$  et  $d\psi_2$  étant les dérivées des énergies utilisables  $\psi_1$  et  $\psi_2$  dans les deux systèmes antagonistes en présence, et M un coefficient, fonction de la température.

H. EULER et H. OHLSEN. — Sur l'inversion de la saccharose dans les rayons ultra-violet. — P. 416.

L'effet des rayons ultra-violet a été étudié en suivant la réaction par la rotation optique et par le pouvoir réducteur de la solution, sur une solution neutre de saccharose. Il faut prendre de grandes précautions pour éviter l'action de la température. On s'est assuré d'abord que, à la température de 80°, qui était atteinte et devenait constante après vingt minutes d'exposition près d'une lampe Hœreus, la vitesse d'inversion des solutions de saccharose pure est très petite.

L'action des rayons ultra-violet, indépendante de la quantité de sucre en présence, augmente avec le temps ; ce qui s'expliquerait en admettant que la réaction commençante développe un acide, qui ensuite accélère l'inversion par une sorte d'autocatalyse.

G. BAUME. — La chimie-physique en 1910. — Revue. — P. 423.

---

---

---

# TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

## DES MATIÈRES CONTENUES DANS LE TOME I

### DE LA 5<sup>e</sup> SÉRIE

---

Les titres des mémoires sont donnés en abrégés. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire indique le volume; le second désigne la page.

---

- ABBOT (C.-G.). — Température du soleil, I, 1034.
- ABBOT (C.-G.) et ALDRICH (L.-B.). — Échelle pyrhéliométrique, I, 542.
- ABBOT (C.-G.) et FOWLE (F.-F.-J.). — Constante de radiation solaire, I, 495.
- ABRAHAM (H.). — Nouveaux appareils à courants alternatifs, I, 265. — Relais et servo-moteurs électriques, I, 303.
- ABRAHAM (H.) et VILLARD (P.). — Voltmètre électrostatique, I, 585.
- ABRAHAM (H.), voir VILLARD (P.).
- ACHALME (P.). — Viscosité et action diastatique, I, 584.
- ADAMS (W.-S.). — Photographies de taches solaires du mont Wilson, I, 258. — Spectre de Sirius, I, 338.
- ADAMS (W.-S.), voir HALE (G.-E.).
- AIREY (B.-G.-R.). — Oscillation des chaînes, I, 592.
- ALBRECHT (S.). — Types spectraux des étoiles filantes, I, 342.
- ALDIS, voir SEARLE.
- ALDRICH (L.-B.), voir ABBOT (C.-G.).
- ALLEN (F.). — Mesure de la luminosité du spectre, I, 491.
- ALTENKIRCH (E.). — Échauffement électrique, I, 1055.
- AMAGAT (E.-H.). — Zéro absolu, I, 1019.
- AMAR (J.). — Dépense énergétique dans la marche, I, 302. — Rendement et évaluation du travail de l'homme, I, 583. — Loi de la dépense postérieure au travail, I, 661.
- ANDERSON (J.-A.) et SPARROW (C.-M.). — Théorie d'un réseau réflecteur, I, 597.
- ANDRADE (J.). — Application de la télégraphie sans fil pour la détermination des coordonnées géographiques, I, 830. — Nouvel organe des chronomètres, I, 830.
- ANDRÉ (Ch.). — Formation des soleils, I, 1016.
- ANDREÆ. — Méthode de la suspension pour la détermination des densités des corps solides homogènes, I, 714.
- ANGOT (A.). — Éléments magnétiques à l'Observatoire du Val-Joyeux au 1<sup>er</sup> janvier 1911, I, 135. — Tremblement de terre du 16 novembre 1911, I, 1023.
- ANGOT (A.) et FABRY (L.). — Tremblement de terre du 3 janvier 1911, I, 135.
- ANTONOFF (G.-N.). — Produits de la désintégration de l'uranium, I, 844.
- ANTONOFF (G.-V.), EVANS (J.-E.).
- ANTROPOFF (A. von). — Dynamiques des cellules osmotiques, I, 718.
- ARNOLD (H.-D.). — Mouvement d'une sphère, I, 1027.
- AUBEL (E. van). — Phénomène de Hall dans le graphite, I, 771-832.
- AUBERT. — Thermo-diffusion, I, 476.
- AUSTIN (W.). — Détecteur redresseur, I, 952. — Antennes, I, 932, 1052.

- AYRES (J.), voir BARKLA.
- BABCOCK (H.-D.). — Effets Zeeman, I, 495, 1035-1036.
- BAEDEKER (K.). — Théorie électronique de la thermoélectricité, I, 600.
- BAERWALD (H.). — Influence du champ magnétique sur l'effet Doppler des rayons-canaux, I, 506, 945.
- BAEYER O. von et GEHRECKE E.). — Phénomène de Zeeman, I, 74.
- BAEYER (O. von), O. HAHN et MEITNER (L.). — Rayons  $\beta$  de thorium, I, 510. — Émission des rayons  $\beta$  par le radium D, I, 513.
- BAHR E. von). — Absorption des radiations infra-rouges par les gaz, I, 71.
- BAIN et TAYLOR. — Solutions de savons, I, 524.
- BAISCH E.). — Loi du rayonnement de Wien-Planck, I, 843.
- BALDET (F.), voir BAUME-PLUVINEL (A. de la).
- BALDIT (A.). — Charges électriques de la pluie, I, 390.
- BÄCKELIN. — Viscosité des solutions, I, 576.
- BARKLA (C.-G. et AYRES (E.)). — Distribution des rayons secondaires, I, 229. — Énergie des rayons X dispersés, I, 489. — Spectres des rayons fluorescents de Röntgen, I, 842. — Spectres de Al, Cu, Mn dans l'arc sous pression réduite, I, 847.
- BARNES J. . — Spectre du calcium, I, 76. — Arc en vase clos pour les recherches spectroscopiques, I, 847.
- BARCS C. . — Interférométrie par les réseaux, I, 484-668.
- BARY P. . — Dissolution des matières colloïdales, I, 577. — Phénomènes osmotiques dans les milieux non conducteurs, I, 591.
- BATEMAN (H. . — Théories des probabilités, I, 593.
- BATSCHINSKI. — Degré d'association moléculaire des liquides, I, 167.
- BAUD E.). — Chaleur moléculaire de fusion, I, 581.
- BAUME G.). — Étude cryoscopique des mélanges gazeux, I, 875. — Chimie-Physique en 1910, I, 1066.
- BAUME G.) et GERMANN A.-F.-O.). — Courbes de fusibilité des mélanges gazeux, I, 832.
- BAUME G. et PAMFEL (G. . — Courbes de fusibilité des mélanges gazeux, I, 474.
- BAUME (G.) et PERROT (F.-L.). — Courbes de fusibilité des mélanges gazeux, I, 590.
- BAUME-PLUVINEL (A. de la) et BALDET (F.). — Spectre de la comète Kiess, I, 773 ; de la comète Morehouse, I, 846.
- BAUR. — Système périodique des éléments, I, 746. — Nature des photochlorures d'argent, I, 749.
- BAYEUX (R.). — Oxygénateur de précision, I, 1023.
- BECKER (A.). — Porteurs d'électricité dans les gaz, I, 1044.
- BECKER G.). — Nouvelles quadratures mécaniques, I, 841.
- BESQUEREL (J.). — Bandes de phosphorescences et d'absorption du rubis, I, 244. — Phosphorescence des sels d'uranyle, I, 303. — Propagation de la lumière dans les corps fluorescents, I, 1021.
- BENEDICKS (C.). — Expérience du pendule de Foucault, I, 939.
- BEÑOIST (L.). — Application de l'harmonica chimique à la chronophotographie, I, 662.
- BENRATH et WAINOFF. — Conductibilité des sels, I, 1060.
- BERGET (A.). — Détermination de la salinité des eaux de mer, I, 393. — Machine à sonder, I, 659.
- BERGWITZ (K.). — Collecteur à ionium, I, 248.
- BERNDT (G.). — Ionisation sur l'océan Atlantique, I, 958.
- BERNOULLI A.-L.). — Tensions de Volta et constantes optiques des métaux, I, 549. — Théorie électronique des cristaux mixtes métalliques, I, 604.
- BERRY (C.-H.). — Ponts de pianos, I, 667.
- BERTHELOT (D.) et GAUDECHON (H.). — Photolyse des acides, I, 217, 223, 304, 773.
- BERTHOUD (A.). — Théorie cinétique des gaz, I, 1064.
- BERTIN. — Mouvement accéléré ou retardé du navire consécutif à un changement de puissance du moteur, I, 432.
- BESSON (A.). — Action de l'effluve sur le gaz ammoniac, I, 653.
- BESSON (E.). — Dissymétrie des ions, I, 768.
- BESTELMEYER (A.). — Trajectoire des rayons cathodiques, I, 855.



- BIERRY H.). — Action des rayons ultra-violet, I, 304.
- BIERRY (H.), HENRI (V.) et RANC (A.). — Action des rayons ultra-violet sur la saccharose, I, 584.
- BIERRY (H.) et LARGUIER des BANCEL (J.). — Action de la lumière de la lampe à mercure sur la chlorophylle, I, 663.
- BILTZ. — Pression osmotique des colloïdes, I, 720.
- BIRKELAND (H.). — Lumière zodiacale, I, 221.
- BIRKELAND (Kr.). — Anneaux de Saturne, I, 773. — Constitution électrique du Soleil, I, 831. — Phénomènes célestes, I, 1021.
- BIRKELEY et BURTON. — Thermostat, I, 671.
- BISSE (F.). — Courbure des raies spectrales données par un réseau plan, I, 508.
- BIERRUM (N.), voir PERRIN (J.).
- BLANC (A.). — Ionisation produite par le phosphore, I, 477.
- BLEIN (J.). — Miroirs paraboliques, I, 996.
- BLESSING (P.). — Son des cloches d'églises, I, 708.
- BLOCH (E.). — Potentiel disruptif dans un champ magnétique, I, 194.
- BLOCH (L.). — Théorèmes généraux de mécanique et de thermo-dynamique, I, 657, 820, 912, 988.
- BLOCH (O.), voir WEISS (P.).
- BLONDEL (A.). — Application de la syntonie acoustique et électrique à l'hydro-télégraphie, I, 582. — Mesure de l'orientation en radiotélégraphie, I, 831, 923.
- BLONDEL (A.) et REY (J.). — Perception des lumières brèves, I, 530, 643.
- BOIS (H. du) et ELIAS (G.-J.). — Influence de la température et du champ magnétique sur les spectres d'absorption et de fluorescence, I, 781.
- BOIS (H. du) et RUBENS (H.). — Polarisation par les réseaux de fils des rayons calorifiques, I, 674, 839.
- BOLLEMONT (G.-H. de), voir REBOUL (G.).
- BOLTWOOD (B.) et RUTHERFORD (E.). — Production d'hélium par le radium, I, 932.
- BONNEROT (S.), voir CHARPY (G.).
- BORN (M.) et LADENBURG (R.). — Quotient du pouvoir émissif des corps fortement absorbants par leur pouvoir absorbant, I, 335.
- BORNSTEIN (R.). — Variation diurne de la pression de l'air dans le sol, I, 870.
- BOSE (E.). — Liquides anisotropes troubles, I, 329.
- BOSE (E.) et BOSE (M.). — Frottement interne des liquides, I, 329.
- BOSELLI (J.). — Vitesse de chute des globules du sang, I, 136, 307. — Vitesse de réaction dans les systèmes hétérogènes, I, 217. — Dans les systèmes gazeux-liquides, I, 222.
- BOSLER (J.). — Perturbations magnétiques, I, 221. — Spectre de la comète de Brooks, I, 1045.
- BOSSUET (R.), voir HACKSPILL (L.).
- BOTHEZAT (G. de). — Amortissement des oscillations, I, 775.
- BOUCHARD (C.). — Vitesse de régime des parachutes, I, 924.
- BOUDOARD (O.). — Essai des métaux, I, 132.
- BOUDRY. — Utilisation à distance des eaux minérales thermales, I, 581.
- BOULANGER (P.), voir GRENET (F.).
- BOULOUCHE (R.). — Condition de l'aplana-tisme vrai, I, 663.
- BOURGEOIS (R.). — Appareils de mesure de base, I, 216. — Détermination des coordonnées géographiques, I, 830.
- BOURNOFF (N.) et GUYE (Ph.-A.). — Formation du chlorure de nitrosyle à basse température, I, 876.
- BOUSSINESQ (J.). — Construction simple de la vibration du rayon lumineux et de sa vitesse, I, 587. — Calcul de l'absorption dans les cristaux translucides pour les systèmes d'ondes planes, I, 655. — Vibrations spontanées d'une barre à bouts fixes, I, 774. — Oscillation d'une colonne liquide, I, 793.
- BOUTARIC (A.). — Grains d'amidon en lumière polarisée, I, 891. — Cryoscopie de l'hyposulfite de soude, I, 1021.
- BRELLOUIN (M.). — Surface de glissement, I, 659. — Polymorphisme et orientations moléculaires, I, 767. — Module de torsion des cristaux, I, 925.
- BRINER (E.). — Formation d'une combinaison, I, 792.
- BRINER (E.) et WROCZINSKI. — Réactions chimiques dans les systèmes fortement comprimés, I, 873.

- BRIZARD (L.), voir DE BROGLIE.
- BROCA A. — Mesure des angles géométriques, I, 390.
- BROEK (A. van der). — Classification de Mendelejeff, I, 698.
- BROGLIE (de). — Abaissement des différences du potentiel de contact, I, 309. — Distribution de l'ionisation, I, 481.
- BROGLIE (de et BRIZARD (L.). — Ionisation et luminescence, I, 137. — Mobilité des ions, I, 391.
- BRONIEWSKI (W.). — Propriétés électriques des alliages Al, Mg, I, 134.
- BRONIEWSKI et HACKSPILL. — Propriétés électriques du rhodium et de l'iridium, I, 1017.
- BRÖNSTED. — Affinité chimique, I, 1061.
- BROTHÉRIUS H.-J. — Recherches photométriques sur la structure de quelques raies spectrales, I, 333.
- BRUHAT G.). — Dichroïsme rotatoire, I, 768.
- BRUNINGHAUS L.). — Loi de Stokes, I, 583.
- BUDDE (E.). — Principe de Doppler, I, 863.
- BUDGE E.). — Électrisation de l'air, I, 493.
- BUISSON H.) et FABRY (Ch.). — Mesure des intensités des diverses radiations, I, 636. — Dépense d'énergie nécessaire pour produire l'unité d'intensité lumineuse, I, 768.
- BUISSON (H., voir FABRY (Ch.).
- BURSON (V.), voir DESLANDRES (H.).
- BURTON, voir BIRKELLY.
- CAMPBELL N.). — Détermination de capacité dans les mesures d'ionisation, I, 147. — Principe de relativité, I, 404, 491. — Rayons Delta, I, 838. — Décharge spontanée du polonium, I, 964.
- CARDOSO E.). — Diamètre de l'anhydride sulfureux au voisinage du point critique, I, 769.
- CARPENTIER. — Tension-mètre de Largier, I, 390.
- CARTER (H.). — Flamme radioactive, I, 1030.
- CASSEBAUM (H.). — Propriétés de l'acier fondu, I, 134.
- CAUDRELIER C.). — Fréquence des oscillations dans l'étincelle, I, 589. — Constitution de l'étincelle électrique, I, 388.
- CAZAMIAN (G. ter). — Relation entre les propriétés physiques des corps, I, 1020.
- CEDERBERG (J.-W.). — Tension superficielle, I, 871. — Chaleur de vaporisation et tension de vapeur, I, 1064.
- CERMAK (P.) et SCHMIDT (H.). — Forces thermo-électriques au passage de l'état solide à l'état liquide, I, 1044.
- CHANOZ. — Images révélées physiquement après fixation de la plaque au gélatino-bromure d'argent irradiée, I, 657.
- CHARPY (G.) et BONNEROT (S.). — Gaz contenus dans les aciers, I, 480. — Cémentation du fer par le carbone solide, I, 924.
- CHASPOUL et JAUBERT DE BEAUJEU. — Radioactivité des eaux de Vals-les-Bains, I, 1022.
- CHASSY (A.). — Conductibilité électrique des gaz, I, 737.
- CHAUVEAU (A.). — Inhibition visuelle, I, 303.
- CHENEVEAU et HEIM. — Extensibilité du caoutchouc vulcanisé, I, 220.
- CHRÉTIEN (H.), voir LAGRULA (J.-P.).
- CISOTTI (V.). — Réaction dynamique d'un jet liquide, I, 214.
- CLAUDE (G.). — Tubes au néon, I, 576, 925. — Fabrication de l'azote, I, 1017.
- CLAUDE, FERRIÉ et DRIENCOURT. — Comparaison radiographique de chronomètres, I, 475.
- CLO (J.-H.). — Effet de la température sur l'ionisation d'un gaz, I, 342.
- COBLENTZ (W.-W.). — Insectes lumineux, I, 1034.
- COHEN. — Thermodynamique de l'élément normal, I, 344.
- COLSON (A.). — Particule dissoute, I, 721. — Théorie des solutions, I, 925-1016.
- COOKE (H.-L.), voir RICHARDSON (O.-W.).
- CORBINO (O.). — Résistance des fils métalliques fins rendus incandescents par du courant alternatif, I, 514. — Effets électromagnétiques dus à la distorsion de la trajectoire des ions, I, 701. — Phénomène de Hall, I, 963.
- CORNEC (E.). — Cryoscopie d'acides minéraux et de phénols, I, 772.
- CORNISH. — Solutions de savons, I, 521.
- COSTE (M.). — Métallographie du système or-tellure, I, 392.
- CORTON (A.). — Appareils interférentiels

- à pénombres, I, 136. — Dichroïsme circulaire et dispersion rotatoire, I, 767. — Vitesses radiales du Soleil, I, 775.
- COTTON (A.) et MOUTON (H.). — Biréfringence des liquides purs, I, 5.
- COURMONT (J.) et NOGIER (C.). — Lampes en quartz à vapeur de mercure, I, 587.
- CRANDALL (I.-B.), voir THROWBRIDGE (L.-A.).
- CRÉMIEU (V.), voir DANNE (J.).
- CROSBY-CHAPMANN (J.). — Émission par les vapeurs d'un faisceau homogène de rayons secondaires de Röntgen, I, 399.
- CROZE (F.). — Second spectre de l'hydrogène dans l'extrême rouge, I, 582. — Spectre du pôle négatif de l'oxygène, I, 923.
- CUTHBERTSON (C.). — Constantes des gaz inertes, I, 144.
- DANNE (J.) et CRÉMIEU (V.). — Emanation du radium dégagée par l'une des sources de Colombières-sur-Orb, I, 1020.
- DANYZ (J.). — Rayons  $\beta$  de la famille du radium, I, 772.
- DAUTRICHE, voir TAFFANEL.
- D'AZAMBUJA (L.), voir DESLANDRES (H.).
- DÉCOMBE (L.). — Définition de l'entropie et de la température, I, 134. — Chaleur non compensée, I, 219, 339, 481. — Chaleur de Siemens, I, 589.
- DESLANDRES (H.). — Mouvement des couches atmosphériques solaires, I, 215. — Protubérances solaires, I, 578, 767. — Ionisation des gaz solaires, I, 658.
- DESLANDRES (H.) et BURSON (V.). — Mouvements des protubérances solaires, I, 480.
- DESLANDRES (H.) et D'AZAMBUJA (L.). — Vitesse de rotation des filaments noirs dans les couches supérieures de l'atmosphère solaire, I, 774.
- DESSAUER. — Bobines et tubes de Röntgen, I, 166.
- DEVAUX-CHARBONNEL. — Mesure de l'affaiblissement et de la caractéristique des lignes téléphoniques, I, 393.
- DIETERICI (C.). — Théorie de l'équation d'état, I, 681.
- DITTO (R. C.), voir RICHARDSON (O.-W.).
- DONALDSON (H.). — Spectres des gaz donnés par la décharge annulaire, I, 1025.
- DONALDSON et STEAD (G.). — Problème de la rotation uniforme traité par le principe de la relativité, I, 312.
- DRECO, voir FÉRY (Ch.).
- DRENCOURT, voir CLAUDE.
- DRUCKER et KASSEL. — Fluidité des mélanges binaires, I, 711.
- DRYSDALE (Ch.). — Emploi du potentiomètre pour circuits à courants alternatifs, I, 83.
- DUANE (W.). — Masse des ions gazeux, I, 772.
- DUCHESNE (capitaine). — Stabilité d'un aéroplane, I, 480.
- DUCLAUX (J.). — Dilatation et état physique de l'eau, I, 105. — Catalyse, I, 478. — Constitution de l'eau, I, 577.
- DUCLAUX (J.) et WOLLMANN (M<sup>me</sup> E.). — Pression osmotique des colloïdes, I, 583.
- DUCRETET (F.) et ROGER (E.), voir PAILLET.
- DUCRETET (F.) et ROGER (E.), voir LIORRET (H.).
- DUFOUR (A.). — Rotation dans un champ magnétique de l'arc à mercure, I, 109. — Comparaison des écarts des doublets magnétiques, I, 189.
- DUHEM (P.). — Quasi-ondes de choc, I, 221.
- DUNOYER (L.). — Théorie cinétique des gaz, I, 306. — Fluorescence des vapeurs des métaux alcalins, I, 771.
- DUNSTAN (A.-E.). — Coefficient de traction visqueuse, I, 80.
- DUSSAUD. — Application des ampoules à bas voltage, I, 309, 395. — Éclairage à incandescence économique, I, 657.
- DUVAL (H.). — Réfraction moléculaire, I, 1021.
- DZIERSBICKI (J. de), voir KOWALSKI (J. de).
- EHRENFEST (P.). — Principe de relativité, I, 695. — Principe de Le Chatelier-Braun, I, 792.
- EHRENSHAFT (F.). — Mesure de quantités d'électricité, I, 249, 421.
- EICHENWALD (A.). — Déplacement de l'énergie dans la réflexion totale, I, 837.
- EINSTEIN (A.). — Loi d'Eötvös, I, 157. — Relation entre l'élasticité et la chaleur spécifique, I, 158, 324. — Détermina-

- tion des dimensions moléculaires, I, 325. — Paradoxe d'Ehrenfest, I, 702. — Mouvement moléculaire thermique dans les corps solides, I, 782. — Propagation de la lumière, I, 938.
- EISENREICH. — Coulombomètre à argent, I, 717.
- ELIAS G.-J. — Dispersion rotatoire magnétique anormale, I, 677.
- ELIAS G.-J., voir BOIS H. DU.
- ELSTER J. et GEITEL H. — Cellules photo-électriques à cathode de potassium colorées, I, 862. — Effet photo-électrique dans l'infra-rouge, I, 863.
- ENGESSER F. — Résistance à la flexion de barreaux droits, I, 705.
- ENSKOG V. — Théorie des gaz de Maxwell, I, 243.
- ESAU A. — Résistance et self-induction des bobines, I, 159, 321. — Amortissement des émetteurs, I, 453.
- ESCLAUVON (E.). — Régulateur rotatif, I, 132.
- ESFANAWE. — Photographies à couleurs changeantes, I, 476.
- EUCKEN A. — Relation entre la conductibilité calorifique des corps solides non métalliques et la température, I, 238.
- EULER H. et OHLSEN (H.). — Effets des rayons ultra-violetes sur la saccharose, I, 1066.
- EVANS J.-E. et ANTONOFF G.-N.). — Spectre d'absorption des vapeurs de sélénium, I, 1036.
- EVE A.-S. — Ionisation de l'atmosphère d'origine radioactive, I, 131. — Absorption par l'air des rayons  $\beta$  et du radium G, I, 673. — Nombre des sous-produits par les rayons  $\gamma$  et les rayons  $\delta$  du radium C, I, 929.
- EVERSHED J. — Vitesse angulaire de rotation d'une proéminence très résistante, I, 337.
- FABRY Ch. et BUISSON H. — Application des interférences à l'étude des nébuleuses, I, 394. — Rayonnement des lampes à vapeur de mercure, I, 662. — Etude des nébuleuses, I, 777.
- FABRY L., voir ANGOT A.
- FAJANS I.-K. — Complexité du radium C, I, 312.
- FAJANS I.-K. et MAKORVER W. — Radium C<sub>2</sub>, I, 312.
- FAJANS I.-K., voir MOSELEY G.-J.
- FATH E.-A. — Spectres des nébuleuses, I, 338.
- FEIGE (A., voir URBAIN E.).
- FERY Ch.). — Chronomètre électrique, I, 815.
- FERY Ch. et DRECO (M.). — Constante du rayonnement, I, 306, 551.
- FERRIÉ C'. — Télégraphie sans fil, I, 178. — Mesure des longueurs d'ondes hertziennes, I, 303.
- FERRIÉ, voir CLAUDE.
- FEYTIS M<sup>lle</sup> E.). — Magnétisme de quelques sels complexes, I, 311. — Rôle de l'eau dans la constitution de quelques hydrates solides, I, 924.
- FISCHER C.). — Rayonnement des antennes, I, 426.
- FLADE. — Passivité, I, 715.
- FLEEMING J.-A.). — Propriétés photo-électriques de l'alliage potassium-sodium, I, 81.
- FLEISZ C. — Frottement dans l'inscription sur noir de fumée, I, 693.
- FLETCHER H.). — Mouvement brownien, I, 331.
- FLETCHER A. — Radioactivité du granite de Leinster, I, 147. — De quelques roches ignées antarctiques, I, 596.
- FLETCHER H.), voir MOLLIKAN.
- FOIX. — Construction des rayons marginaux dans les systèmes centrés, I, 896.
- FONTENAY (G. de. — Cataphotographie, I, 395.
- FORCRAND de). — Thermo-chimie de quelques composés binaires des métaux alcalins et alcalino-terreux, I, 132.
- FOUARD E.). — Membranes semi-perméables, I, 305, 627. — Théorie d'Aathénusius, I, 1016.
- FOWLE (Z. F.-E.), voir ARBOT C.-G.).
- FRANCK (J.) et WESTPHAL. — Valence dans l'ionisation des gaz, I, 981.
- FRANCK (P.). — Equation du champ électromagnétique, I, 850.
- FRANCK (P.) et ROTHE (H.). — Transformation des coordonnées d'espace et de temps, I, 502.
- FRANK J. et WOOD (R.-W.). — Influence sur la fluorescence de l'iode pour les électrons, I, 316.
- FRANK J., voir WOOD.
- FREDENHAGEN K. — Emission d'élec-

- trons par le potassium et le sodium chauffés, I, 695.
- FREIDEL (G.) et GRANDJEAN (F.). — Structure des liquides à coniques locales, I, 221.
- FROST (E.-B.). — Etoile du Léopard, I, 779.
- FRY. — Constitution du benzène, I, 712, 716.
- FRY (J.-D.) et TYNDALL (A.-M.). — Constante de Pito, I, 314.
- FUCHTBAUER (C.). — Conductibilité électrique de la vapeur saturée d'un métal alcalin, I, 416. — Etude des raies d'absorption, I, 863.
- FULCHER (G.-S.). — Production de la lumière par les rayons canaux, I, 337.
- GAILLARD (G.). — Influence de la vitesse sur le compas, I, 218.
- GALEOTTI. — Recherches dilatométriques dans les hydrolyses, I, 344.
- GALISSOT (Ch.). — Absorption sélective de l'atmosphère, I, 305.
- GALT (R.-H.), voir WOOD (R.-W.).
- GANS (R.). — Propriétés magnétiques du fer électrolytique, I, 956-1050. — Loi de Biot et Savart, I, 960. — Courbe de susceptibilité réversible, I, 1053.
- GARDNER (J.). — Réception téléphonique de signaux sous-marins, I, 656.
- GAUBERT (P.). — Cristaux liquides, I, 833. — Edifices hélicoïdaux, I, 924.
- GAY (J.). — Mélanges d'acide acétique avec les liquides normaux, I, 304.
- GAY (L.). — Tension d'expansibilité, I, 769, 926. — Solution idéale, I, 872.
- GEHRCKE (E.), voir BAEYER (O.-V.).
- GEIGER (H.). — Transformation de l'émanation de l'actinium, I, 672.
- GEIGER (H.), voir RUTHERFORD (E.).
- GEIGER (H.) et KAVARIK (A.-F.). — Nombre relatif d'ions produits par les particules  $\beta$ , I, 934.
- GEIGER (H.) et MUTTALL (G.-M.). — Portée des particules  $\alpha$  et de diverses substances radioactives, I, 935.
- GEIGER (L.). — Sensibilité de la méthode du miroir tournant, I, 247.
- GEIGER (L.) et GUTENBERG (B.). — Constitution interne du globe, I, 960.
- GEILTEL (H.), voir ELSTER (J.).
- GERMANN (A.-F.-O.), voir BAUME (G.).
- GILL (E.-W.-B.). — Décharge électrique à basse pression, I, 843.
- GINNECKEN. — Élément Weston-Clark, I, 168.
- GIRARD (P.) et HENRI (V.). — Loi d'Arthénus, I, 1022.
- GIRARDVILLE. — Stabilisation des aéroplanes, I, 135.
- GIROUSSE. — Moyen de supprimer les troubles causés aux lignes télégraphiques par les lignes d'énergie, I, 662.
- GIUGANINO (L.). — Action de la translation terrestre sur les phénomènes lumineux, I, 585.
- GLASSON (J.-L.). — Variation du pouvoir ionisant avec la vitesse des rayons cathodiques, I, 933.
- GLATZEL (B.). — Expérience de démonstration sur la réception de l'énergie dans le circuit du courant alternatif, I, 166. — Production des courants de haute fréquence, I, 498.
- GŒLIN (P.). — Phénomène de Zeeman, I, 73.
- GOCKEL (A.). — Mesure en ballon du rayonnement pénétrant, I, 711.
- GOLDMANN (A.) et KALANDYK (S.). — Recherches photoélectriques sur les diélectriques solides, I, 1044.
- GOLDSCHMIDT (R.). — Conductibilité thermique des liquides, I, 696.
- GOLDSTEIN (E.). — Spectres de phosphorescence des substances aromatiques, I, 785.
- GOUTAL (E.), voir MAHLER (P.).
- GOUY. — Tension de vapeur d'un liquide électricité, I, 85. — Rayonnement magnéto-cathodique, I, 215. — Action intercathodique dans un champ magnétique uniforme, I, 394.
- GRAMONT (A. de). — Spectres de dissociation, I, 169.
- GRAMONT (A. de), voir LECOQ DE BOISBAUDRAN.
- GRANDJEAN (F.), voir FRIEDEL (G.).
- GRAY (J.-G.) et ROSS (A.-D.). — Essais magnétiques, I, 150.
- GREENWOOD. — Courbes de tension de vapeur et chaleurs de vaporisation de métaux peu volatils, I, 714.
- GREINACHER (H.). — Mesure des rayons du radium et de Röntgen, I, 336.
- GRENET (F.) et BOULANGER (P.). — Entonneurs en porcelaine à pâte filtrante, I, 589.
- GRIFFITH (O.-W.). — Mesure de l'indice de réfraction des liquides, I, 313.
- GRIX (W.). — Lames bimétalliques

- donnant de grands déplacements pour de faibles variations de température, I, 247.
- GROBER (M.-K.). — Théorie de l'amortissement des ondes hertziennes, I, 328.
- GROBER (K.) et ZOLLICH (H.). — Théorie du Barreter, I, 1033.
- GROSS (G.), voir SCHAEFER (Cl.).
- GROTIRIAN (O.). — Cylindre de fer dans le champ magnétique uniforme, I, 162.
- GROYTHER (R.-F.). — Tensions dans une cellule sphérique pesante, I, 670.
- GRUNELL (E.-S.). — Vitesse de réaction et fluidité du milieu, I, 874.
- GRUNBAUM (F.). — Principe de relativité, I, 701.
- GRUNER (P.). — Théorie cinétique, I, 847.
- GRUSCHKE (G.). — Réfraction et dispersion de la lumière dans quelques gaz, I, 413.
- GUICHARD (M.). — Gaz dégagés des parois des tubes de verre, I, 393. — Extraction des gaz du cuivre chauffé dans le vide, I, 663, 770.
- GUIGANINO (L.). — Action de la translation terrestre sur les phénomènes lumineux, I, 653.
- GUILBERT G.). — Tempête du 13 mars 1911, I, 389.
- GUILLAUME (Ch.-Ed.). — Définition des unités électriques pratiques, I, 133. — Aciers au nickel, I, 214, 579, 663.
- GUILLEMINOT (H.). — Rayons de Sagnac, I, 307. — Rendement en rayons secondaires des rayons X, I, 389. — Rayons X diffusés par les lames d'aluminium, I, 474.
- GUILLET A.). — Trieur par synchronisation, I, 588. — Interrupteur de bobine d'induction, I, 1020.
- GUMBLICH (E.) et RAGOWSKI (W.). — Perméabilité du fer, I, 234.
- GUNTZ (A.) et J. MINGUIN. — Action des radiations ultra-violettes, I, 222.
- GUTTON C.). — Comparaison des vitesses de propagation de la lumière et des ondes électromagnétiques, I, 308, 1023. — Vitesse de la lumière dans les milieux réfringents, I, 474.
- GUYON (E.). — Tables de navigation, I, 655.
- GUYOT J.). — Différence de potentiel de contact, I, 1020.
- HABER (F.) et JUST (G.). — Rayonnement électrique dans les réactions chimiques, I, 1041.
- HACKSPILL (L.). — Densité, coefficient de dilatation et variation de volume à la fusion des métaux alcalins, I, 217.
- HACKSPILL (L.) et BOSSUET (R.). — Température de l'attaque de l'eau par les métaux alcalins, I, 392.
- HACKSPILL, voir BRONIEWSKI.
- HADAMARD J.). — Mouvement d'une sphère liquide dans un liquide visqueux, I, 587.
- HAGEN (J.-G.). — Estimation des courants, I, 1036.
- HARN (O.), voir BAYER (O.-V.).
- HALE (G.-E.) et ADAMS (W.-E.). — Photographie du spectre éclair en dehors d'une éclipse, I, 260.
- HANRIOT. — Adhésivité, I, 222, 311.
- HANSEN. — Abaissements de température des vapeurs à poids moléculaires élevés aux faibles pressions, I, 719.
- HARTENBERG (H. van). — Liquides cristallins, I, 958.
- HARTMANN (L.). — Déformation permanente dans les métaux soumis à l'extension, I, 394, 473, 478.
- HARTMANN-KEMPF (R.). — Corps sonores accordés, I, 943.
- HARTUNG. — Molécules des sels dans le phénol, I, 720.
- HAUSER (F.). — Effets des champs électrique et magnétique sur la charge spontanée du polonium, I, 699. — Résistance de Bronson, I, 955.
- HAUSSER W.), voir RAMSAUER.
- HEIM, voir CHÈNEVEAU.
- HEMSALECH (G.-A.). — Spectre de lignes de l'air, I, 395, 579. — Soufflage de l'étincelle, I, 473.
- HENNING (F.), voir HOLBORN (L.).
- HENRI V. — Action des rayons ultra-violettes, I, 304. — Rayonnement ultra-violet des lampes à vapeur de mercure en quartz, I, 769.
- HENRI (V.), voir BIERRY (L.).
- HENRI V.), voir GIRARD P.
- HENRI V.) et LIFCHITZ (S.). — Mouvements browniens, I, 389.
- HENRIOT E.). — Rayons des métaux alcalins, I, 391. — Rayonnement du rubidium, I, 577.

- HENRIOT (M.) et RAOULT (F.). — Coefficients d'aimantation de l'or, I, 664.
- HERSCHFINKEL. — Action de l'émanation du radium sur les sels de thorium, I, 768.
- HEURUNG (A.). — Effets magnéto-optiques dans le chlore de l'iode, I, 945.
- HEUSE (W.), voir SCHEEL (K.).
- HEVESTY, voir LORENZ.
- HEYDWEILER (A.). — Tension superficielle, I, 254.
- HEYL (P.-R.). — Dispersion apparente de la lumière dans l'espace, I, 77.
- HILDITCH. — Symétrie moléculaire, I, 1064.
- HINRICHS (G.-D.). — Poids atomique des éléments dominants, I.
- HIRNIAK. — Réactions périodiques, I, 167.
- HOLBORN (L.) et HENNING (F.). — Comparaison du thermomètre à résistance de platine et des thermomètres à azote, etc., I, 688.
- HORTON (F.). — Origine des spectres, I, 671.
- HOULLEVIGUE (L.). — Rayonnement émis à l'intérieur des lampes à incandescence, I, 479, 657.
- HOUSTON (R.-A.). — Amortissement d'ondes liquides, I, 80. — Magnétostriction, I, 140. — Etalon de quantité de lumière, I, 957. — Relation entre la tension et la torsion, I, 1026.
- HUBERT (H.). — Pluies et orages au Soudan, I, 658.
- HULETT. — Sulfate de mercure comme dépolarisant, I, 1063.
- HUMPHREYS (W.-J.). — Rayonnement de l'air sec, I, 76.
- HUPKA (E.). — Potentiel descriptif entre sphères, I, 1040.
- HUTH, voir VORLANDER.
- IGNATOWSKY (W. von). — Principe de relativité, I, 245, 696, 697, 869.
- INIGUEZ. — Spectre de la comète de Brooks, I, 1045.
- INOUYE, voir SVEDBERG.
- IVES (H.) et ZUCKIESH (M.). — Phosphorescence de sulfure de zinc, I, 1032.
- IVES (J.-E.). — Fonctionnement des antennes à grande résistance, I, 427. — Vibrations d'une corde élastique, I, 593.
- IVES (J.-E.) et MAUCHLEY (S.-J.). — Inducteur terrestre, I, 400.
- JACK (R.). — Phénomène de Zeeman, I, 73.
- JAFFÉ (G.). — Courant de saturation d'origine électrolytique, I, 941.
- JANET (P.), LAPORTE (F.) et JOUAUST (R.). — Force électromotrice de l'élément Weston normal, I, 925.
- JARKOWSKI (W.). — Loi approximative de la montée d'un aéroplane, I, 767.
- JAUBERT de BEAUJEU, voir CHASPOUL.
- JÄLLINER. — Dissociation des électrolytes ternaires, I, 523.
- JOFFÉ (A.). — Constitution atomique de l'électricité, I, 422. — Champ magnétique des rayons cathodiques, I, 508.
- JOLIBOIS (P.). — Point de fusion de l'arsenic, I, 591.
- JOLY (J.). — Détermination de la quantité de radium renfermée dans les roches, I, 669. — L'âge de la Terre, I, 835.
- JOLY (M.). — Transformateurs statiques de fréquence, I, 340. — Tripleur statique de fréquence, 391.
- JONES (E.-T.) et ROBERTS (D.-E.). — Bobine d'induction, I, 1024.
- JONES (H.-C.). — Théorie des solvates, I, 874.
- JORDAN (F.-W.). — Mesure directe de l'effet Peltier, I, 399.
- JORISSEN (W.-P.) et SIEWERTSZ van REESEMA (N.-H.). — Extinction des flammes, I, 1058.
- JORISSEN (W.-P.) et WOUDESTRA (H.-V.). — Action du radium sur les colloïdes, I, 1059.
- JOSEPH. — Action du brome sur l'acide formique, I, 521.
- JOUAUST (R.), voir JANET (P.).
- JOUGUET. — Points indifférents des systèmes chimiques, I, 773. — Loi adiabatique dynamique dans le mouvement des fils, I, 1016. — Accélération de sondes de choc dans les fils, I, 1021.
- JULIUS (W.-H.). — Absorption sélective et diffusion anormale de la lumière, I, 515. — Raies H et B du calcium dans le spectre du disque solaire, I, 786.
- JUST (G.), voir HABER (F.).
- JUST et RANKO. — Action de l'hydrogène sur les solutions du permanganate, I, 717.
- JUTTNER (F.). — Théorie de la relativité, I, 503, 601.

- KAEMPF (F.). — Loi d'absorption de Lambert dans la fluorescéine, I, 955.
- KALANDYK S.), voir GOLDMANN S.).
- KARMAN. — Frottement interne de divers liquides, I, 425.
- KASSEL, voir DRUCKER.
- KALFMANN (W. et MEIER (W.). — Fer électrolytique, I, 706.
- KAVARIK A.-F.), voir GEIGER H.).
- KAYSER (H.). — Spectroscopie de l'oxygène, I, 320, 519.
- KEEHAN L.-W.-Mc.). — Limite de chute des petites boules dans l'air, I, 953.
- KEENETT-MEES C.-E.). — Diamètre de l'image photographique d'un point I, 339.
- KESOM W.-H.). — Opalescence d'un corps dans le voisinage de son point critique, I, 779.
- KERNBAUM M.). — Décomposition de l'eau par les métaux, I, 586.
- KING A.-S.). — Phénomène de Zeeman, I, 75. — Effets de la pression sur les spectres du fer électrique, I, 845. — Raies du fer et du titane, I, 1035.
- KIRSCHNER. — Monohydrate de chlorure de baryum, I, 521.
- KJELLIN. — Dissociation électrolytique, I, 791.
- KLEEMAN R.-D.). — Loi de l'attraction chimique, I, 141. — Relations entre la densité, la température et la pression des corps, I, 317. — Distribution relative des molécules dans le mélange, I, 484, 933. — Vitesse d'un ion, I, 1049.
- KLING A.). — Influence des catalyseurs dans les déterminations de densité de vapeurs, I, 310.
- KNIPP C.-T.). — Purification du mercure, I, 423.
- KUNDSÉN M.). — Ecoulement des gaz dans les tubes cylindriques, I, 848.
- KOCH F.). — Arc générateur d'ondes, I, 328.
- KOCH K.-R.). — Stéthoscope, I, 247. — Frottement extérieur des liquides, I, 780.
- KOCH (P.-P.). — Nombre des centres d'émission lumineux et rapport des intensités des différents ordres d'interférence, I, 165, 423. — Mesure de la distribution de l'intensité dans les raies spectrales, I, 319. — Effet Zeeman, I, 857.
- KOCH P., voir TCHOUGAEFF.
- KOCK F.). — Appareil pour le relevé et la démonstration des courbes de résonance, I, 692.
- KOENIGSBERGER (J.). — Nombre des particules oscillantes dans les vapeurs, I, 163. — Polarisation de la lumière par les réseaux, I, 703.
- KOENIGSBERGER J. et MULLER (W.-J.). — Diamètre moléculaire, I, 862.
- KOENIGSBERGER (J.) et WEISS (J.). — Effets thermo-électriques et conductibilité calorifique, I, 598.
- KOLACEK F.). — Phénomène de Zeeman, I, 74.
- KÖNIG Walter). — Biréfringence électrique du sulfure de carbone I, 66. — Ecartement des particules ultramicroscopiques, I, 476.
- KÖRBER. — Conductibilité électrolytique, I, 1063.
- KOREF F.). — Mesure des chaleurs spécifiques, I, 942.
- KORN (A.). — Etat hélicoïdal de la matière électrique, I, 218. — Théorie de l'élasticité, I, 221.
- KOVARIK A.-K.). — Vie moyenne de l'actinium C, I, 248.
- KOWALSKY (I. de) et DZIERBICKI (I. de). — Spectre de phosphorescence, I, 134.
- KRAWETZ (T.). — Spectres d'émission et d'absorption, I, 705.
- KROO J.). — Loi fondamentale de la Mécanique statique, I, 680.
- KRUGER F.). — Théorie électronique de la thermo-électricité, I, 517.
- KUNDSÉN (M.). — Conductibilité calorifique moléculaire des gaz, I, 409.
- KURLHA. — Recherches quantitatives sur le partage d'un corps en deux phases, I, 714.
- KURNAKOW, voir NAGORNOU.
- KUTSCHEWSKI (J.). — Vitesse des rayons canaux, I, 331.
- LAAR (Van). — Systèmes simples et non simples de thermodynamique chimique, I, 344. — État solide, I, 1057.
- LABORATOIRE CENTRAL D'ÉLECTRICITÉ. — Communication au sujet des unités électriques, I, 131.
- LACROIX (A.). — Minéraux radio-actifs de Madagascar, I, 305.
- LADENBURG (R.). — Propriétés absorbantes de l'hydrogène incandescent, I, 164, 165.



- LADENBURG (R.), voir BORN (M.).
- LAFAY (A.). — Trajectoires suivies par les éléments d'un courant d'air gêné par des obstacles, I, 220. — Mesure de la vitesse des courants de soufflerie, I, 309.
- LAGRULA (J.-P.) et CHRÉTIEN (H.). — Spectre de la comète Kiess, I, 773. — De la comète de Brooks, I, 1015.
- LAMB (H.). — Mouvement uniforme d'une sphère dans un fluide visqueux, I, 154.
- LANDAU (M.). — Action des rayons ultra-violetés sur l'acide lactique, I, 482.
- LANGEVIN (P.). — Expériences de cours (électricité), I, 460.
- LAPORTE (F.), voir JANET (P.).
- LA REN (S.-B. Mc). — Equations de Hamilton, I, 144.
- LAREUZ (M.). — Emission et absorption d'énergie par les électrons, I, 667.
- LARGUIER DES BANCELS (J.), voir BIERRY (H.).
- LA ROSA (M.). — Fusion du carbone, I, 156. — Spectre d'un charbon chauffé électriquement, I, 233.
- LAROSE (H.). — Problème du câble limité dans les deux sens, I, 395. — Propagation d'une discontinuité sur une ligne télégraphique, I, 579.
- LAUB (M.). — Théorie de la relativité, I, 246, 849.
- LAURITOL (P.). — Mesure des débits des injecteurs, I, 466. — Pouvoir calorifique du gaz d'éclairage, I, 726.
- LÉAUTÉ (A.). — Irrégularités du potentiel disruptif, I, 579.
- LEBEDEV (P.). — Ondes acoustiques courtes, I, 605.
- LE BEL (J.-A.). — Echauffement des fils minces de platine, I, 135. — Inversion optique des composés organiques, I, 874.
- LE BON (G.). — Transparence du quartz pour la lumière ultra-violette, I, 659.
- LE CADET. — Manifestations électriques des orages, I, 1022.
- LECOQ DE BOISBAUDRAN. — Déshydratation des sels, I, 221.
- LECOQ DE BOISBAUDRAN et GRAMONT (A. de). — Spectre du glucinium, I, 771.
- LEDUC (A.). — Décharge des condensateurs, I, 219. — Application des principes de la thermodynamique à un cas de magnétostriction, I, 391. — Travail d'aimantation, I, 480. — Détermination du rapport  $\gamma$  des chaleurs spécifiques C et c des vapeurs, I, 588, 660. — Pression interne dans les gaz, I, 664.
- LEEUW (de). — Système acétaldehyde-alcool éthylique, I, 1060.
- LEEUW (de), voir SMITS.
- LEHMANN (O.). — Cristaux liquides, I, 674, 702.
- LEIMBACH (G.). — Pouvoir redresseur des détecteurs, I, 418. — Loi d'unnoircissement, I, 944. — Affaiblissement de l'intensité des rayons calorifiques dans les appareils à projection, I, 957.
- LEITHAUSER (G.), voir WARBURG (E.).
- LEMERAY (G.-M.). — Pression de radiation, I, 559. — Principe de relativité, I, 579.
- LENARD (P.) et SÆLAND (S.). — Action photo-électrique et actino-diélectrique chez les phosphores alcalino-terreux, I, 68.
- LENNAN (J.-C.-M.) et MACALLUM (E.-N.). — Radiations pénétrantes émises par la Terre, I, 930.
- LEPAPE (A.), voir MOUREU (Ch.).
- LEPRINCE-RINGUET (F.). — Loi de la transmission de la chaleur, I, 302. — Isolement d'un réseau alternatif, I, 478.
- LEVITSKY (M.). — Résonateur fermé pour la mesure de l'amortissement des oscillations électriques de courte longueur d'onde, I, 691.
- LEWIS (C.-M.). — Surface de concentration de Gibbs, I, 84. — Pression interne d'un liquide, I, 670.
- LEWIS (Mc. C.). — Chaleur latente de vaporisation des liquides, I, 838.
- LIFCHITZ (S.). — Mouvements browniens, I, 389. — Reproduction d'une courbe sonore, I, 565.
- LIFCHITZ (S.), voir HENRI (V.).
- LIMB (C.). — Compoundage des alternateurs au moyen des soupapes électrolytiques, I, 216.
- LINDSTEDT (M<sup>lle</sup>), voir PÉROT (A.).
- LIORÉ (H.), DUCRETET (F.) et ROGER (E.). — Enregistrement à distance d'une transmission téléphonique, I, 580.
- LIPPMANN (G.). — Action des forces extérieures sur la tension des vapeurs saturées, I, 261.

- LIVENS (G.-H.). — Mouvement d'une sphère diélectrique possédant une charge électrique rigide, I, 834.
- LIVINGSTON et MORGAN. — Lois de Tate, I, 1061.
- LODGE (Sir O.). — Soupapes électriques à vide, I, 665. — Conductibilité des gaz, I, 933.
- LOOSER C. — Sensibilité de l'œil pour l'intensité lumineuse, I, 332.
- LORENZ C. — Transmetteur de tonalité radiotélégraphique, I, 254.
- LORENZ, HVESY et WOLFF. — Brouillard métallique dans les liquides, I, 718.
- LORIA (St.). — Dispersion de la lumière dans les hydrocarbures, I, 71.
- LORING (F.-H.). — Poids atomiques, I, 257.
- LOTHA, voir SCHARPE.
- LÓWY H.). — Constante diélectrique des roches, I, 941.
- LUDEWIG P.). — Télégraphie sans fil, I, 711, 869.
- LUIZET M.). — Eclat de certaines étoiles, I, 133.
- LUMIÈRE (A. et L.) et SRYEWETZ (A.). — Développement des images photographiques après fixation, I, 663.
- LUMMER (O.), voir WAETZMANN (E.)
- LUNELUND (H.). — Structure de quelques raies spectrales. — Effet Zeeman, I, 320, 704.
- LUNKENHEIMER (F.). — Spectre des rayons-canaux, I, 944.
- LUSBY S.-G.). — Mobilité des ions positifs dans les flammes, I, 1029.
- LUSSANA. — Conductibilité électrique des solutions, I, 712.
- LYMAN T.). — Spectres de quelques gaz dans la région de Schumann, I, 341.
- MACALLUM (E.-N.), voir LENNAN J.-C.-R.).
- MACQU B. — Amortissement des ondes hertziennes, I, 425. — Influence de l'extinction sur les mesures d'amortissement, I, 500.
- MAKOWER W.), voir FAJANS (J.-K.).
- MALLIK D.-N. — Lignes de force dues à des charges statiques données, I, 834.
- MALOSSE (H.). — Photomètre, I, 588. — Pouvoir rotatoire spécifique du camphre, I, 660.
- MANDELSTAM (L.). — Théorie du microscope, I, 940.
- MANLOVE (L.-R.). — Théorème de Fourier, I, 834, 929.
- MARC. — Absorption par les cristaux, I, 168. — Absorption des solutions, I, 343.
- MARCELIN (R.). — Mécanisme des phénomènes réversibles, I, 1065.
- MARTIN H.). — Conducteurs métalliques de résistance très élevée, I, 326.
- MASSOL (G. et FAUCON (A.). — Chaleur latente de fusion de chaleur spécifique des acides gras, I, 770.
- MATHER (P.) et GOUTAL (E.). — Dosage du carbone des aciers, I, 832.
- MAUCHLEY (S.-J.), voir IVES (J.-E.).
- MAUGUIN C.). — Orientation des cristaux liquides par le champ magnétique, I, 586.
- MEIER (W.), voir KAUFMANN (W.).
- MEITNER (L.), voir BAYER (O.-V.).
- MENDENHALL (C.-E.). — Pouvoir émissif des cavités, I, 340.
- MENDENHALL (C.-E.), voir WATTS (O.-P.).
- MENNERET (M.). — Mouvement des liquides dans les tubes, I, 753, 797.
- MENSCHUTKIN (B.-N.). — Système propylbenzène-trichlorure d'antimoine, I, 1064.
- MENZIES. — Détermination des poids moléculaires, I, 522. — Mesure des densités de vapeur des corps volatils, I, 524.
- MENZIES, voir SMITH.
- MERCZYNG (H.). — Dispersion électrique de l'eau, I, 507.
- MERTON (Th.-R.). — Calibrage des tubes capillaires fins, I, 314.
- MESERVEY A.-B.). — Potentiel de décharges dans les gaz, I, 401.
- MESLIN G.). — Pouvoir dispersif des combinaisons de prismes, I, 88, 208. — Double réfraction circulaire du chlorate de sodium, I, 586. — Vitesses des circulaires inverses dans la polarisation rotatoire, I, 657.
- MEUNIER J. — Mécanisme de la flamme par la combustion convergente, I, 341. — Spectres de combustion des hydrocarbures, I, 590. — Spectre de Swan, I, 1019.
- MEYER (U.). — Spectres d'émission et d'absorption, I, 964.
- MICHAUD F. — Piles de gravitation, I, 123. — Variation à température cons-

- tante de la tension de vapeur d'un liquide, I, 390.
- MICHELSON (A.). — Couleurs métalliques des oiseaux et des insectes, I, 406.
- MIE (G.). — Ondes très amorties, I, 1039.
- MILBAUER. — Catalyse, I, 1062.
- MILLER (J.-A.). — Courants coronaux, I, 596.
- MILLIKAN (R.-A.). — Méthode pour étudier l'ionisation d'un gaz, I, 251.
- MILLIKAN (R.-A.) et FLETCHER. — Charge de l'électron, I, 330. — Valence dans l'ionisation gazeuse, I, 593.
- MILLIS (J.-E.). — Relation entre la température et l'action moléculaire, I, 1016, 666.
- MILLOCHAU (G.). — Décharges électriques dans les gaz et les vapeurs, I.
- MINGUIN (J.), voir GUNTZ (A.).
- MISES. — Mesure de la fluidité, I, 960.
- MITCHELL (H.). — Rapport qu'ont entre elles les masses de substances radioactives en équilibre, I, 149.
- MITCHELL (W.-M.). — Vapeur d'eau dans les taches du soleil, I, 78. — Observations solaires récentes à Haverford, I, 78.
- MONTESUS DE BALLORE (de). — Sismographes, I, 926. — Instabilité sismique en Bolivie, I, 1023.
- MOORE (B.-E.). — Séparation des raies du thorium dans le champ magnétique, I, 259. — Des raies du calcium, I, 697. — Des raies du calcium et du strontium, I, 776.
- MORE (L.). — Théories de l'électricité, I, 225.
- MOREAU (G.). — Ionisation par rayonnement corpusculaire, I, 477. — Ionisation des vapeurs salines, I, 585.
- MORGAN, voir LIVINGSTON.
- MOSLEY (G.-J.) et FAJANS (K.). — Produits radioactifs de courte vie, I, 937.
- MOULIN (M.). — Pompe à mercure, I, 60.
- MOUREU (Ch.) et LÉPAPE (A.). — Méthode spectrophotométrique du dosage du krypton, I, 308. — Du xénon, I, 926. — Rapport du krypton à l'argon dans les mélanges gazeux naturels, I, 393. — Rapport de l'argon à l'azote, I, 581. — Gaz rares des grisous, I, 1019.
- MULLER (E.). — Couleur des particules d'argent dans les solutions d'argent colloïdal, I, 678.
- MULLER (W.-J.), voir KOENIGSBERGER (J.).
- MUTTALL (G.-M.), voir GEITEL (H.).
- NAGORNOW, ZEMCUZNY et KURNAKOW. — Pression d'écoulement des mélanges isomorphes, I, 522.
- NATANSON (L.). — Théorie du rayonnement, I, 863.
- NEKLEPAJEV (N.). — Ondes acoustiques courtes, I, 605.
- NESPER (N.). — Transmetteur de tonalité radiotélégraphique, I, 254.
- NEUSCHELER (K.). — Etude des vibrations sonores à l'aide du thermomètre à résistance, I, 155.
- NICHOLSON (J.-W.). — Coefficient d'induction mutuelle, I, 81. — Diffraction des ondes électriques par une grande sphère, I, 137, 396, 397. — Nombre des électrons qui interviennent dans la conductibilité des métaux, I, 837. — Propriétés optiques des métaux fondus, I, 838.
- NOGIER (C.), voir COURMONT (J.).
- NORDMANN (Ch.). — Diamètres effectifs des étoiles, I, 133.
- NORMAND-SHAW (A.). — Suspension bifilaire, I, 835.
- NUGUES. — Sphéromètre, I, 301.
- NUSSELT (W.). — Transmission de la chaleur dans les conduits tubulaires, I, 420.
- O'CONNOR (E.). — Arc de Poulsen, I, 335.
- OLIVE (J.). — Mesures aérodynamiques, I, 479.
- ORNSTEIN (L.-S.). — Thermodynamique, I, 1058.
- ORTVAL (R.). — Constante diélectrique des liquides, I, 940.
- OWEN (E.-A.). — Résistance des fils de fer et de nickel dans des champs magnétiques puissants, I, 142.
- OWEN (G.). — Noyaux de condensation, I, 932.
- OWEN (G.-W.) et PEALING (H.). — Centres de condensation produits par l'action de la lumière sur la vapeur d'iode, I, 483.
- OXLEY (A.-E.). — Appareils pour produire de la lumière polarisée circulairement, I, 405.
- PAILLET, DUCRETET (F.) et ROGER (E.). — Désélectrisation des matières textiles, I, 305.

- PAMFIL G.), voir BAUME (G.).
- PARKUST J.-A.). — Photographie des étoiles, I, 76.
- PASCAL (P.). — Structure atomique des halogènes, I, 392.
- PASCHEN (F.). — Effet Zeeman, I, 854. — Dispersion du quartz dans l'infrarouge, I, 857. — Longueurs d'onde des raies spectrales dans l'infrarouge, I, 946.
- PASCHEN (F.) et WOLFF (K.). — Détermination de l'équivalent mécanique de la chaleur, I, 247.
- PAULI (W.-E.). — Phosphorescence ultra-violette et infra-rouge, I, 441. — Contrôle optique des analyses magnétochimiques, I, 658.
- PAWLOW. — Application de la thermodynamique aux systèmes dilués, I, 713.
- PEDDIER (W.). — Répartition de l'énergie dans le cas des radiations, I, 928.
- PÉLABON (H.). — Résistivité des sélénures d'antimoine, I, 481. — Métallographie des systèmes sélénium-antimoine, I, 772.
- PEROT (A.). — Arc au mercure dans le vide, I, 609. — Spectroscope solaire, I, 659.
- PÉROT (A.) et LINDSTEDT. — Longueur d'onde de la raie solaire  $b_2$ , I, 575.
- PERRIN (J.). — Charge de l'électron, I, 477. — Grandeurs moléculaires, I, 576.
- PERRIN (J.) et BJERRUM (N.). — Agitation moléculaire dans les fluides visqueux, I, 582.
- PERROT (F.-L.), voir BAUME (G.).
- PETROWSKY (A.). — Décrément de rayonnement self-induction et capacité d'une antenne, I, 607.
- PELUGER (A.). — Arc électrique, I, 950.
- PIGON (L.). — Stéréoscope, I, 475, 658.
- PIONCHON (J.). — Effet électrique du déplacement relatif d'un métal ou d'un électrolyte au contact, I, 659.
- PIRRET (R.) et SODDY (F.). — Rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux, I, 494.
- PLANCK (M.). — Energie et température, I, 345.
- PLOTNIKOW. — Oxydation de l'iodoforme par l'oxygène, I, 719. — Photochimie, I, 1063.
- POGANY B.). — Polarisation produite par les réseaux, I, 424.
- POHL (R.) et PRINGSHEIM (P.). — Effet photo-électrique normal et effet sélectif, I, 144.
- POKROWSKY S.). — Loi du déplacement spectro-photométrique, I, 707.
- POLLOCK (J.-A.), WELLISCH (E.-M.) et RANCLAUD (A.-B.). — Rallumage de l'arc au charbon, I, 83.
- POMEY. — Propagation du courant sur une ligne télégraphique, I, 476.
- POOLE (H.-H.). — Quantité de chaleur dégagée par la pechblende, I, 145.
- PORTEVIN. — Aciers au chrome, I, 664.
- PRESCOTT (J.). — Rigidité de la Terre, I, 927.
- PRINGSHEIM (P.), voir POHL.
- PRINS. — Cristaux liquides, I, 167.
- PROKOWSKY (S.). — Interféromètre à pénombre, I, 694.
- PROZYNSKI. — Cinématographe, I, 429.
- PRZIBRAM (K.). — Charges des fumées du phosphore, I, 252. — Charges portées par les particules de nuages, I, 421.
- PURVIS (J.-E.). — Effet Zeeman pour le chrome, I, 1038.
- RAMAN (C.-V.). — Mesure photométrique du facteur d'obliquité dans la diffraction, I, 485. — Photographie des courbes vibratoires, I, 489.
- RAMSAU (C.) et HAUSSER (W.). — Effet actinodieléctrique chez les phosphores alcalino-terreux, I, 325.
- RAMSAY (Sir W.). — Mesures des quantités infinitésimales de matières, I, 429. — Action de l'émanation du radium sur les sels de thorium, I, 768.
- RANC (A.). — Action des rayons ultra-violet, I, 304.
- RANC (A.), voir BERRY (H.).
- RANDALL (H.-M.). — Spectres infrarouges, I, 844. — Rayons restants de la sélénite, I, 1038.
- RANKINE (A.-O.). — Relation entre la viscosité et le poids atomique des gaz inertes, I, 152.
- RANKO, voir JUST.
- RAOULT (F.), voir HENRIOT (M.).
- RAVEAU (C.). — Différence de marche introduite par une lame mince isotrope, I, 127. — Franges d'interférence d'une source linéaire, I, 475.
- RAYLEIGH (Lord). — Vibration d'une membrane circulaire, I, 137. — Hydrodynamique, I, 223. — Théorème

- de Schlömilch, I, 398. — Aberration dans les milieux dispersifs, I, 668. — Figures de Chladni, I, 837. — Problèmes de conduction calorifique, I, 841. — Photographie, I, 1026.
- REBOUL (G.). — Conductibilité accompagnant des réactions chimiques, I, 585.
- REBOUL (G.) et BOLLEMONT (H.-G. de). — Transport des particules, I, 388, 923.
- REGENER (E.). — Grandeur de la charge d'un électron, I, 253.
- REICHE (F.). — Calcul d'un phénomène simple de réfraction, I, 156.
- REICHE (F.), voir SCHAEFER (C.).
- REIGER (K.). — Déformations par cisaillement dans les gaz, I, 236.
- REIN (H.). — Transmetteur de tonalité radiotélégraphique, I, 274.
- REINDERS. — Photohaloïdes, I, 791, 1061.
- REINGANUM (M.). — Mobilité des ions dans les gaz, I, 706, 789. — Frottement intérieur des gaz, I, 869.
- REINKOBER (O.). — Absorption et réflexion des rayons infra-rouges, I, 237.
- REINSTEIN (E.). — Vibrations des membranes, I, 604.
- REIS. — Flamme à ammoniac et à oxydes d'azote, I, 715.
- REY (J.), voir BLONDEL (A.).
- REYCHLER (A.). — Électrophorèse du noir de fumée, I, 1065.
- RICHARDSON — Ions positifs par les sels chauffés, I, 1032.
- RICHARDSON (O.-W.) et COOKE (H.-L.). — Chaleur dégagée par l'absorption d'électrons par les métaux, I, 398.
- RICHARDSON (O.-W.) et DITTO (R.-C.). — Diffusion du néon à travers le quartz chaud, I, 1024.
- RICHARZ (F.). — Magnétisme des alliages, I, 243.
- RIES (Ch.). — Sensibilité du sélénium pour la lumière, I, 697, 707.
- RIETY (L.). — Force électromotrice produite par écoulement, I, 575.
- RICHI (A.). — Action ionisante du champ magnétique, I, 216. — Potentiel de décharge dans le champ magnétique, I, 858. — Influence du champ magnétique sur l'intensité du courant dans l'air raréfié, I, 962. — Rayons magnétiques, I, 962.
- RIBL (W.). — Arc musical, I, 1046.
- RIMBACH et VOLK. — Mesures polarimétriques d'avidité faites sur des bases faibles, I, 1062.
- RITZ (Walter). — Vibrations transversales d'une plaque, I, 66.
- ROBERTS (D.-E.), voir JONES (E.-T.).
- ROBIN (F.). — Hauteur du son dans les alliages, I, 923.
- ROBINSON (J.). — Figures formées par les poussières sous l'influence de la décharge, I, 230, 694.
- ROGER (E.) et DUCRETET (F.), voir LIOTET (H.).
- ROGER (E.) et DUCRETET (F.), voir PAILLET.
- ROGOWSKI (W.), voir GUMLICH (E.).
- ROHMANN (H.). — Mesure des variations de capacité au moyen des oscillations électriques, I, 510. — Excitation par choc, I, 864.
- RONSTED. — Formation du chlorure double d'ammonium et de plomb, I, 790.
- ROOP (W.-P.). — Perméabilité magnétique des gaz, I, 242.
- ROSENTHAL (E.). — Tremblement de terre des 3-4 janvier, 1911, I, 709.
- ROSENTHALER. — Catalyseurs, I, 523.
- ROSENSTIEHL (A.). — Cohésion et pression osmotique, I, 52. — Eau polymérisée et eau de cristallisation, I, 288, 307. — Force osmotique, I, 482. — Harmonie des couleurs, I, 925.
- ROSHANSKY (D.). — Décharge d'un condensateur, I, 1039.
- ROSS (A.-D.). — Alliages magnétiques, I, 117.
- ROSS (A.-D.), voir GRAY (J.-G.).
- ROSSI (R.). — Déplacement des raies spectrales par la pression, I, 402. — Pression sur le spectre d'arc du vanadium, I, 843. — Élargissement des raies de l'hydrogène, I, 1037.
- ROTHÉ (H.), voir FRANCK (P.).
- ROTHER (F.). — Passage de l'électricité entre des conducteurs très rapprochés, I, 79.
- ROTTGARDT (K.). — Transformateurs de résonance, I, 865.
- ROUSSY (B.). — Mesure de la surface du corps de l'homme, I, 665.
- ROUX (J.). — Charge de l'électron, I, 477.
- ROY (L.). — Mouvement des fils flexibles, I, 305, 479, 587.
- ROYDS (T.). — Pouvoir réflecteur des noirs de fumée et de platine, I, 142.

- RUBENS H.) et BAEYER O von). — Radiations de très grande longueur d'onde, I, 493.
- RUBENS H.) et WOOD R.-W.). — Rayons calorifiques de grande longueur d'onde, I, 224.
- RUBENS (H.), voir DU BOIS (H. .
- RUFY (O.). — Transparence lumineuse des mélanges de plusieurs substances absorbantes, I, 343.
- RUMELIN G.). — Électromètre à quadrants, I, 695.
- RUMPELT H. . — Double réfraction dans les couches métalliques, I, 69.
- RUNGE (J.), voir SOMMERFELD (A.).
- RUSSEL (A.) et SODDY F.). — Rayons  $\gamma$  du thorium et de l'actinium, I, 146.
- RUSSENBERGER J.-H.). — Capillarité, I, 661.
- RUTHERFORD (E.). — Dispersion des particules  $\alpha$  et  $\beta$  par la matière, I, 486.
- RUTHERFORD E.), voir BOLTWOOD B.).
- RUTHERFORD E. et GEIGER (H.). — Transformation et nomenclature des émanations radioactives, I, 936.
- RYBAR (S.). — Séparation des raies spectrales du lanthane et du cobalt, I, 1048.
- SACHS St.). — Mesures des mobilités des centres électrisés, I, 323.
- SADLER (C.-A.). — Transformation de l'énergie de radiations homogènes de Röntgen en énergie de radiations corpusculaires, I, 836.
- SADLER (C.-A. et STEVEN (A.-J.). — Amollissement des rayons de Röntgen, I, 490.
- SÆBLAND S. , voir LENARD (P. .
- SAGNAC (G.). — Translation de la Terre, I, 218, 767. — Action de la translation terrestre sur les phénomènes lumineux, I, 655. — Strioscopie et striographie interférentielle, I, 661.
- SAINTE-JOHN (C.-E.). — Mouvement et état de la vapeur de calcium sur les taches solaires, I, 846.
- SAKUR O.). — Fondement cinétique du nouveau théorème thermodynamique de Nernst, I, 318.
- SALET. — Absorption et diffusion de la lumière par les météorites, I, 394.
- SANGSTER (R.). — Théorie de la réflexion de Fresnel, I, 839.
- SARRAZIN E.) et TOMMASINA (Th.). — Radioactivité induite, I, 302.
- SCAL C. , voir URBAIN (G.).
- SCHAEFER (C.). — Dispersion et séries spectrales, I, 68.
- SCHAEFER (Cl.). — Théorie des sons de combinaison, I, 414.
- SCHAEFER (Cl.) et GROSS (G. . — Réflexion totale, I, 496.
- SCHAFER (C.) et REICHE F.). — Théorie des réseaux de diffraction, I, 937.
- SCHAFER (K.), voir SZIVESSY (G.).
- SCHARPE et LOTH. — Distribution des âges, I, 484.
- SCHHEEL K.) et HEUSE (W.). — Mesures des pressions de saturation, I, 70.
- SCHAEFFER. — Équilibres hétérogènes, I, 521.
- SHELL (C.). — Photométrie photographique, I, 853.
- SCHESINGER (F.). — Classification des spectres solaires, I, 495.
- SCHIDLOF (A.). — Constante universelle  $h$  de Planck, I, 603.
- SCHILLER L.). — Constante diélectrique du caoutchouc, I, 854.
- SCHMIDT (G.-C.). — Conductibilité électrique des vapeurs salines, I, 686.
- SCHMIDT (H.). — Température de la flamme du bec Bunsen, I, 72.
- SCHMIDT (H.), voir CERMAK (P.).
- SCHULTEN (A. de . — Constantes cristallographiques, I, 577.
- SCHULTZE F.-A.). — Théorie des sons de combinaison, I, 414.
- SCHULZ (H.). — Phénomène d'interférence en lumière parallèle, I, 424.
- SCHULZE G.). — Soupapes électrolytiques, I, 440.
- SCHUNEMANN (J.). — État électrique de l'air dans les cavernes et dans les caves, I, 253.
- SCHWERS (F.). — Densité et indice de refraction des solutions, I, 871.
- SEARLE, ALDIS et DORSON. — Détermination du rayon de courbure des surfaces sphériques, I, 230.
- SEBOR. — Loi des dilutions d'Ostwald, I, 168.
- SEELIGER (R.). — Ionisation par les rayons-canaux, I, 956.
- SEIBT (G.). — Télégraphie sans fil, I, 608.
- SELENYI (P.). — Diffusion de la lumière dans l'espace d'interférence de Wiener, I, 677.
- SENOUQUE (A.). — Télégraphie sans fil en aéroplane, I, 214.

- SEITNIK (K.). — Ondes très peu amorties qui prennent naissance dans le circuit purement métallique obtenu en fixant les antennes aux bornes de l'éclateur d'un oscillateur, I, 407.
- SÈVE (P.). — Mesure des champs magnétiques en valeur absolue, I, 580.
- SEYEWETZ (A.), voir Lumière (A. et L.).
- SHAW (H.). — Spectre d'arc du vanadium, I, 259.
- SICHLING. — Nature des photochlorures d'argent, I, 719.
- SIEGLERSCHMIDT (H.). — Module d'élasticité et dilatation thermique des métaux, I, 783.
- SIEWERTSZ VAN REKSEMA (N.-H.), voir JORISSEN (W.-P.).
- SILBERSTEIN (L.). — Masse réciproque d'électrons sphériques, I, 244.
- SKINNER (C.-A.) et TUKERMANN (L.-B.). — Interféromètres à pénombre, I, 786.
- SLOCUM (F.). — Mouvements de l'atmosphère solaire, I, 341.
- SMITH et MENZIES. — Décomposition de la vapeur de calomel, I, 523, 717.
- SMITS. — Théorie de l'allotropie, I, 713. — Représentation du système-anthraquinone avec le système de coordonnées P. T.  $x$ , I, 713.
- SMITS et de LEEUW. — Allotropie homogène, I, 1060, 1062.
- SMOLUCHOWSKI (M.-S.). — Conductibilité calorifique dans les gaz raréfiés, I, 146, 850.
- SNOW (E.-C.). — Détermination des points de solidification de certains alliages, I, 318. — Distribution des particules  $\alpha$ , I, 671.
- SODDY (F.), voir RUSSEL (A.-A.).
- SODDY (F.), voir PIRRET (R.).
- SOMMERFELD (A.) et RUNGE (J.). — Lois fondamentales de l'optique géométrique, I, 673.
- SORKAU (W.). — Frottement interne des liquides, I, 784.
- SOUTHALL (J.-P.-C.). — Erreurs d'aberration sphériques, I, 597.
- SPENCER. — Mesure des potentiels de l'ion thallium, I, 524.
- STACKELBERG. — Nouveau mode de groupement tabulaire des éléments fondés sur le système périodique, I, 720.
- STADFORD. — Dissociation, I, 720.
- STARK (J.). — Noircissement des plaques photographiques, I, 425, 678. — Influence du champ magnétique sur l'effet Doppler, I, 688. — Spectroscopie de l'oxygène, I, 850.
- STATESCU (C.). — Solutions de sels magnétiques hétérogènes dans un champ magnétique hétérogène, I, 832.
- STEAD (G.). — Séparation des spectres dans les gaz composés, I, 1026.
- STEAD (G.), voir DONALDSON.
- STEINBERG (K.). — Effet Hall, I, 856.
- STEINER (D.). — Propriétés magnétiques dans un champ alternatif des alliages d'Heuster, I, 781.
- STEINHAUS (W.). — Mesure des courants de haute fréquence, I, 789.
- STENGER (E.). — Gradation des couches de gélatino-bromure dans l'ultraviolet, I, 708.
- STEPHENSON (A.). — Système asymétrique, I, 148, 593. — Entretien d'un mouvement périodique, I, 149. — Absorption et dispersion, I, 838.
- STEBING (W.). — Spectroscope de l'oxygène, I, 519. — Nouvelle émission de l'étincelle, I, 862.
- STEVEN (A.-J.), voir SADLER (C.-A.).
- STILES (H.). — Détermination des longueurs d'ondes, I, 78.
- STÖRNER (C.). — Couronne solaire, I, 302, 305. — Mesures photogrammétriques de l'altitude de l'aurore boréale, I, 478.
- STRAUB. — Constitution de chlorure de cuivre ammoniacal, I, 1061.
- STRONG (M.-W.). — Agrégats de l'uranium et du néodyme, I, 423.
- STOLTZENBERG. — Point de fusion des liquides cristallisés, I, 720.
- STREINTZ (F.) et WELLIK (A.). — Contact électrique à la surface d'un cristal, I, 1047.
- SUTHERLAND (W.). — Théorie dynamique des solutions, I, 833.
- SVEDEBERG (T. et A.). — Vitesse de diffusion et grandeur relative des molécules dissoutes, I, 520.
- SVEDEBERG et INOUE. — Loi de Boyle-Gay-Lussac appliquée aux solutions colloïdales, I, 790.
- SWAN (C.). — Champ magnétique produit par un condensateur chargé en mouvement dans l'espace, I, 669.
- SWAN (W.-F.-G.). — Rotation uniforme d'un cylindre circulaire, I, 396. — Masse d'un électron, I, 592.

- SZIVESSY (G.). — Effet Volta chez les cristaux, I, 949.
- SZIVESSY (G.) et SCHAFER (K.). — Influence de la lumière ultra-violette sur la conductibilité, I, 690.
- TAFFANEL et DAUTRICHE. — Amorçage des explosifs, I, 1018.
- TAMMANN. — Diagramme d'état de l'iodure d'argent, I, 168.
- TANGL K.). — Tension superficielle, I, 240.
- TAYLOR-JONES. — Oscillations électriques, I, 79.
- TAYLOR T.-S.). — Ionisation par le polonium, I, 482.
- TAYLOR, voir BAIN.
- TCHOUGAEFF L.) et KOCH (P.). — Réfraction moléculaire, I, 769.
- TER GAZARIAN G.). — Densité de l'hydrogène phosphoré, I, 872.
- THIBAUT R.). — Chaleur spécifique de quelques gaz et vapeurs, I, 683.
- THIESEN H.-M.). — Tension de vapeur de la glace, I, 70.
- THOMSON (J.-J.). — Rayons positifs, I, 229.
- THORKESSON. — Chaleur interne de vaporisation, I, 788.
- THORTON (W.-M.). — Foudre globulaire, I, 488.
- TIAN (A.). — Décomposition de l'eau par la lumière ultra-violette, I, 395, 581.
- TISSOT (C.). — Détermination des périodes des oscillations électriques, I, 308.
- TITOW (W.-S.). — Dosage de l'émanation du radium, I, 700.
- TODD W.). — Mobilité d'écrans positifs, I, 1030.
- TOLMAN R.-C.). — Equation fondamentale de la théorie de Maxwell-Lorenz déduite du principe de relativité, I, 311. — Mécanique non newtonienne, I, 836.
- TOMMASINA (Th.), voir SARRAZIN.
- TOR CARLSON. — Vitesse de dissolution dans le système gaz fluide, I, 875.
- TOWNSEND J.). — Charge des ions gazeux, I, 672. — Conductibilité des gaz, I, 933, 1025.
- TRAUTZ. — Coefficient de température de la vitesse des réactions chimiques, I, 519.
- TROWBRIDGE (A.). — Tracé des réseaux, I, 1038.
- TROWBRIDGE (L.-A.) et CRANDALL I.-B.). — Réseaux, I, 929.
- TSCHUGAEFF. — Dispersion rotatoire, I, 714.
- TSWETT. — Transport de l'énergie photosynthétique, I, 712.
- TUKERMANN (L.-B.), voir SKINNER (C.-A.).
- TURPAIN (A.). — Effets d'un coup de foudre, I, 372. — Microampèremètre enregistreur, I, 1003. — Appareils enregistreurs et préverseurs d'orages, I, 1005.
- TYNDALL (A.-M.). — Décharge d'une pointe électrisée, I, 489.
- TYNDALL (A.-M.), voir FRY (J.-D.).
- UBISCH (G. von.). — Fréquence et amortissement de la vapeur de sodium lumineuse et non lumineuse, I, 679.
- UNION INTERNATIONALE DES RECHERCHES SOLAIRES. — Etalons secondaires de longueur d'onde, I, 340.
- URBAIN G.) et SCAL (C.). — Systèmes monovariants, I, 389.
- URBAIN (E.), SCAL (C.) et FEIGE (A.). — Lampe au tungstène, I, 216.
- VAILLANT (P.). — Mesure des coefficients de diffusion, I, 877.
- VALLOT (J.). — Protection des observatoires de grande altitude, I, 1023.
- VERGNE (H.). — Développement en série, I, 479. — Théorie de la houle, I, 664.
- VIET (G.). — Cristaux liquides, I, 702.
- VIGNERON (H.). — Théorie de Ritz, I, 294, 381.
- VILLARD (P.). — Electromètre enregistreur à filament de carbone, I, 770.
- VILLARD (P.) et ABRAHAM (H.). — Grande machine électro-statique, I, 655.
- VILLARD (P.), voir ABRAHAM (H.).
- VILLAT (H.). — Mouvements discontinus des fluides, I, 473.
- VILLEY (J.). — Expériences de cours (électricité), I, 460. — Couples électriques dans les électromètres, I, 1016.
- VINCENT (J.-H.). — Arc au mercure, I, 950.
- VOIGT (W.). — Réflexion totale, I, 496. — Dissymétrie dans les triplets de Zeeman, I, 698.
- VOLK, voir RIMBACH.
- VOLKMAN (W.). — Limites de puissance de la lecture d'une échelle par réflexion, I, 165. — Mode simple de suspension, I, 247.



- VORLANDER et HUTH. — Double réfraction chez les cristaux liquides, I, 166.
- WAALS (J.-D. van der Jr.). — Ensembles canoniques de Gibbs, I, 607. — Explication des lois naturelles, I, 709. — Lois fondamentales de la nature, I, 709. — Agrégation moléculaire, I, 1056. — Constantes critiques, I, 1057.
- WAETZMANN (E.). — Sons de combinaison, I, 68, 414, 418, 685. — Démonstration d'ondes liquides, I, 959.
- WAETZMANN (E.) et LUMMER (O.). — Courbes d'interférences d'égale inclinaison, I, 1042.
- WAINOFF, voir BENRATH.
- WALDEN (P.). — Inversion optique des composés organiques, I, 874.
- WARBURG (E.) et LEITHAUSER (G.). — Analyse des oxydes d'azote par leurs spectres, I, 65.
- WATSON (H.-E.). — Spectres de néon, I, 777.
- WATTS (O.-P.) et MENDENHALL (C.-E.). — Fusion du charbon, I, 685.
- WEBER (R.-H.). — Propriétés magnétiques des sels de protoxyde et de sesquioxyde de fer, I, 1043.
- WEBSTER (A.-G.). — Equation des télégraphistes, I, 830.
- WEIMARN (P. von). — Nature des systèmes dilués, I, 521.
- WELICK (A.), voir STREINTZ (F.).
- WELLISCH (E.-M.), voir POLLOCK.
- WEISS (E.). — Charge de particules d'argent, I, 703.
- WEISS (J.), voir KÖNISBERGER (J.).
- WEISS (P.). — Propriété de la molécule magnétique, I, 134. — Magnéton, I, 222, 309, 900, 965. — Spectres de bandes, I, 306.
- WEISS (P.) et BLOCH (O.). — Aimantation du nickel, du cobalt et des alliages nickel-cobalt, I, 1022.
- WEISS (P.) et FOX (G.). — Aimantation des corps ferro-magnétiques, I, 275, 744, 805.
- WERTENSTEIN (L.). — Rayonnement ionisant émis par le radium, I, 584.
- WERTHEIMER (E.). — Thermodynamique de la vapeur d'eau, I, 255. — Constante  $h$  de Planck, I, 519.
- WESTPHAL, voir FRANCK (J.).
- WESLER (P.). — Réflexion sur des surfaces métalliques dans un milieu liquide, I, 837.
- WIECHERT (E.). — Principe de relativité et éther, I, 866.
- WILSON (H.-A.). — Nombre des électrons dans l'atome, I, 591.
- WILSON (W.). — Coefficient d'absorption du fer par les rayons  $\gamma$ , I, 397. — Emission des charges positives par les corps chauds, I, 494.
- WITTE (H.). — Inversion des forces dans le passage de l'électrodynamique à l'hydrodynamique, I, 512.
- WOLFF (H.). — Effets volumétriques dans les phénomènes de dissolution, I, 946.
- WOLFF (K.), voir PASCHEN (F.).
- WOLFF, voir LORENZ.
- WOLFKE (M.). — Images d'un réseau, I, 234.
- WOLKMANN (W.). — Lecture à l'aide des miroirs, I, 416.
- WOLKMANN (W.). — Miroir de galvanomètre, I, 248. — Mesure des angles, I, 332.
- WOLLMAN (M<sup>me</sup> E.), voir DUCLAUX (J.).
- WOOD (R.-W.). — Théorie de la « serre », I, 82. — Spectre de résonance de l'iode, I, 231, 926. — Destruction de la fluorescence de l'iode, I, 315.
- WOOD (R.-W.) et FRANK (J.). — Transformation d'un spectre de résonance en spectres de bandes par l'hélium, I, 232.
- WOOD (R.-W.), voir FRANK (J.).
- WOOD (R.-W.) et GALT (R.-H.). — Fluorescence cathodique de la vapeur de sodium, I, 339.
- WOOD (R.-W.), voir RUBENS (H.).
- WOODSTRA (R.-W.), voir JORISSEN (W.-P.).
- WULFF (G.). — Points nucléaires et points de convergence de la phase cristalline liquide du paraazoxyphénétol, I, 606.
- WULFF (T.). — Propriété générale de la matière, I, 700.
- ZAHN (H.). — Effet Hall, I, 1042.
- ZEEMAN (P.). — Phénomène de Zeeman, I, 442.
- ZEMCUZNY, voir NAGORNOU.
- ZENNECK (J.). — Influence des courants à haute tension sur les instruments

- |  |   |   |
|--|---|---|
| <p>de mesure, I, 415. — Energie dans les<br/>actes à haute tension, I, 690.</p> <p>ZIEMBINSKI. — Poussée de l'hélice pro-<br/>pulsive en marche et sa poussée au<br/>point fixe, I, 133.</p> | } | <p>ZIKENDRANT H.). — Expérience d'aéro-<br/>dynamique, I, 602.</p> <p>ZÖLLICH (H.), voir GROBER (K.).</p> <p>ZUCKIESH (M.), voir IVES (H.).</p> |
|--|---|---|

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

---

# TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

## DU TOME I DE LA 5<sup>e</sup> SÉRIE.

---

Généralités. — Métrologie. — Mécanique et pesanteur.

UNITÉS. — *Ch. Ed. Guillaume*. Unités électriques pratiques, I, 133.

MESURES. — *Nugues*. Perfectionnement au sphéromètre, I, 301. — *Roussy*. Surface du corps de l'homme, I, 665.

MASSES. DENSITÉS. — *Hackspill*. Densité des métaux alcalins, I, 217. — *Ramsay*. Mesure de quantités infinitésimales de matières, I, 429. — *Cornish*. Densité des solutions de savons, I, 521. — *Andraea*. Détermination des densités, I, 714. — *Schwvers*. Densité des solutions, I, 871. — *Ter Cazamian*. Relation générale entre les propriétés physiques, I, 1020.

MESURE DU TEMPS. — *Claude, Ferrié et Driencourt*. Comparaison radiotélégraphique des chronomètres, I, 475. — *Féry*. Chronomètre électrique, I, 815. — *Andrade*. Organe régulateur des chronomètres, I, 830.

MÉCANIQUE GÉNÉRALE. — *Bertin*. Mouvement d'un navire et puissance du moteur, I, 132. — *Snow*. Lignes et plans assujettis à certaines conditions, I, 318. — *Larose*. Problème du câble, I, 395. — *Swonn*. Rotation uniforme d'un cylindre circulaire, I, 396. — *Sharpe et Lotha*. Distribution des âges, I, 484. — *Franck et Rothé*. Transformation des coordonnées d'espace et de temps, I, 502. — *Airey*. Oscillations des chaînes, I, 592; tables des fonctions  $G_n(x)$  et  $Y_n(x)$  de Neumann, I, 928. — *J.-D. Van der Waals*. Signification des ensembles canoniques de Gibbs, I, 607; Lois fondamentales de la nature, I, 709. — *Bloch*. Théorèmes généraux de mécanique, I, 657, 912. — *Brillouin*. Surfaces de glissement, I, 659. — *Kroo*. Loi fondamentale de la mécanique statique, I, 680. — *Maulove*. Théorème de Fourier, I, 834, 929. — *Tolman*. Mécanique non newtonienne, I, 836. — *Becker*. Quadratures mécaniques, I, 811. — *Bloch*. Théorèmes généraux de mécanique et de thermodynamique, I, 988.

*Von Ignatowsky*. Principe de relativité, I, 245, 869. — *Kaluza*. Théorie de la relativité, I, 245. — *Laue*. Discussion sur le corps solide dans la théorie de la relativité, I, 246; Dynamique du principe de la relativité, I, 849. — *Donaldson et Stead*. Problème de la rotation uniforme, I, 312. — *Campbell*. Principe de relativité, I, 404, 491. — *Lemeray*. Id., I, 579. — *Ehrenfest*. Rigidité de Born, I, 695. — *Einstein*. Paradoxe d'Ehrenfest, I, 702. — *Von Ignatowsky*. Id., 696. — *Grimbaum*. Expériences au sujet du principe de relativité, I, 701. — *Wiechert*. Principe de relativité et éther, I, 866.

HYDRODYNAMIQUE. — *Cisotti*. Réaction dynamique d'un jet liquide, I, 214. —

*Villat*. Mouvement discontinu dans un canal renfermant un obstacle, I, 218, 473. — *Rayleigh*. Questions d'hydrodynamique, I, 223. — *Von Ignatowski*. Hydrodynamique, I, 697. — *Menneret*. Mouvement des liquides dans les tubes cylindriques, I, 753, 797. — *Boussinesq*. Oscillations d'une colonne liquide dans un tube en U, I, 793.

**AÉRODYNAMIQUE.** — *Lafay*. Trajectoires suivies par les éléments d'un courant d'air, I, 220; Vitesse du vent et champ aérodynamique, I, 309. — *Fry et Tyndall*. Constante de Fitot, I, 314. — *Olive*. Mesures aérodynamiques, I, 479. — *Zickendahl*. Aérodynamique, I, 602. — *Knudsen*. Écoulement moléculaire de l'hydrogène, I, 848. — *Keehan*. Vitesse limite de chute de petites boules dans l'air sous pression réduite, I, 953.

**AÉROPLANES.** — *Ziembinski*. Poussée de l'hélice propulsive, I, 133. — *Girardville*. Stabilisation au moyen des gyroscopes, I, 135. — *Duchêne*. Aéroplane dans l'air agité, I, 480. — *Jarkowski*. Loi approximative de la montée d'un aéroplane, I, 767. — *Bouchard*. Vitesse de régime des parachutes, I, 924.

**TECHNIQUE DE LABORATOIRE.** — *Moulin*. Pompe à mercure, I, 60. — *Prozynski*. Cinématographe détective, I, 129. — *Grix*. Lames bimétalliques, I, 247. — *Volkman*. Suspension à l'abri des secousses, I, 247; Limite de puissance de la lecture d'une échelle par réflexion, I, 165. — *Geigh*. Amélioration de la sensibilité du miroir tournant, I, 247. — *Meunier*. Modification du mécanisme de la flamme à combustion convergente, I, 311. — *Nerton*. Calibrage des tubes fins, I, 314. — *Volkman*. Sensibilité des lectures à l'aide de miroirs, I, 416. — *Knipp*. Purification du mercure, I, 423. — *Grenet et Boulanger*. Entonnoirs en porcelaine à pâte filtrante, I, 589. — *Fleisz*. Frottement dans l'inscription sur noir de fumée, I, 695. — *Normand Shaw*. Suspensions bifilaires, I, 835. — *Leimbach*. Affaiblissement de l'intensité des rayons calorifiques dans les appareils à projection, I, 957. — *Bayeux*. Appareil de précision pour l'emploi de l'oxygène gazeux, I, 1023.

### Physique moléculaire.

**ACTIONS MOLÉCULAIRES.** — *Hanniot*. Nature de l'adhésivité, I, 222, 310. — *Einstein*. Dimensions moléculaires, I, 325. — *De Schulten*. Constantes cristallographiques de quelques apatites artificielles, I, 577. — *Marc et Ritzel*. Facteurs qui déterminent la forme cristalline, I, 716. — *Brillouin*. Polymorphisme des orientations moléculaires, I, 767. — *Gaubert*. Édifices hélicoïdaux, I, 924. — *Gay*. Tension d'expansibilité d'un fluide normal, 926. — *Kleeman*. Attraction moléculaire, I, 933. — *Van der Waals*. Association apparente et aggrégation moléculaire, I, 1036.

**PROPRIÉTÉS DES SOLIDES.** — *Boudouard*. Essai des métaux par l'amortissement des mouvements vibratoires, I, 132. — *Chêneveau et Heim*. Extensibilité du caoutchouc vulcanisé, I, 220. — *Hartmann*. Déformation permanente des métaux soumis à l'extension, I, 394, 473, 478. — *Roy*. Viscosité dans le mouvement des fils flexibles, I, 479. — *Groyther*. Tension dans une cellule sphérique pesante, I, 670. — *Van Laar*. État solide, I, 1037.

**ÉLASTICITÉ.** — *Einstein*. Relation entre l'élasticité et la chaleur spécifique des solides monoatomiques, I, 158, 324. — *Korn*. Théorie de l'élasticité, I, 221. — *Engesser*. Flexion des barreaux droits, I, 705. — *Sieglerschmidt*. Module d'élasticité des métaux, I, 783. — *Brillouin*. Module de torsion des métaux, I, 925. — *Houston*. Relation entre la tension et la torsion, I, 1026.

ACIERS. — *Cassebaum*. Propriétés de l'acier fondu doux, I, 154. — *Portevin*. Aciers au chrome, I, 661.

CAPILLARITÉ. — *Tangl*. Tension superficielle à la surface d'un solide et d'un liquide, I, 240. — *Heydweiler*. Tension superficielle des solutions salines, I, 354. — *Merton*. Calibrage des tubes, I, 314. — *Russenberger*. Extension des lois de la capillarité, I, 661. — *Cederberg*. Tensions superficielles des solutions salines dans l'alcool, I, 871. — *Livingston et Morgan*. Poids des gouttes, I, 1061.

VISCOSITÉ DES LIQUIDES. — *Boselli*. Résistance au mouvement dans un fluide de petits corps non sphériques, I, 136. — *Lamb*. Mouvement uniforme d'une sphère dans un liquide visqueux, I, 154. — *Hadamard*. Id., I, 587. — *E. Bose et M. Bose*. Frottement interne de différents liquides en régime turbulent, I, 329. — *Karman*. Id., I, 425. — *Nagornou, Zemczuzni et Kurnakow*. Pression d'écoulement des mélanges isomorphes, I, 522. — *Bancelin*. Viscosité des solutions, I, 576. — *Drucker et Kassel*. Fluidité des mélanges binaires, I, 711. — *De Bothezat*. Amortissement des oscillations dans un fluide, I, 773. — *Koch*. Frottement extérieur des liquides, I, 780. — *Sorkau*. Frottement interne de quelques liquides organiques, I, 784. — *Mises*. Mesure de la fluidité, I, 960. — *Arnold*. Limites imposées à la loi de Stokes, I, 1027.

VISCOSITÉ DES GAZ. — *Rankine*. Viscosité et poids atomique des gaz inertes, I, 152. — *Reinganum*. Frottement intérieur des gaz, I, 869.

MOUVEMENT BROWNIEN. — *Fletcher*. Théorie du mouvement brownien, I, 331. — *Perrin et Bjerrum*. Agitation moléculaire des liquides visqueux, I, 582. — *Lifschitz*. Écartement des particules dans les mouvements browniens par chocs rapides, I, 389.

CRISTAUX LIQUIDES. — *Vorlander et Hutt*. Double réfraction dans les cristaux liquides, I, 166. — *Prins*. Cristaux mixtes et loi des phases, I, 167. — *Friedel et Grandjean*. Structure des liquides à conique focale, I, 220. — *Mauguin*. Orientation par le champ magnétique, I, 586. — *Wulf*. Points nucléaires et points de convergence de la phase cristalline liquide du paraazoxyphénétol, I, 606. — *Lehmann*. Optique des gros cristaux liquides, I, 674, 702. — *Vieth*. Influence du champ magnétique, I, 702. — *Gaubert*. Indice de réfraction des cristaux liquides, I, 833. — *Von Hartenberg*. Liquides cristallins, I, 958.

DIFFUSION. — *Aubert*. Thermo-diffusion, I, 476. — *T. et A. Svedberg*. Vitesse de diffusion et grandeur des molécules dissoutes, I, 520. — *Vaillant*. Mesure des coefficients de diffusion, I, 877. — *Richardson et Ditto*. Diffusion du néon à travers le quartz chaud, I, 1024.

### Chaleur et Thermodynamique.

THERMOMÉTRIE. — *Birkeley et Burton*. Thermostat, I, 671. — *Holborn et Henning*. Comparaison des thermomètres et points fixes, I, 688.

DILATATION. — *Duclaux*. Dilatation et état physique de l'eau, I, 105. — *Guillaume*. Anomalie de la dilatation des aciers au nickel, I, 214, 578; modification par les chauffes et le temps, I, 663. — *Hackspill*. Coefficient de dilatation des métaux alcalins, I, 217. — *Galeotti*. Recherches dilatométriques sur les hydrolyses, I, 344. — *Siglerschmidt*. Dilatation thermique des métaux, I, 783.

DENSITÉ DES GAZ ET DES VAPEURS. — *Kling.* Influence des catalyseurs sur la détermination des densités de vapeurs, I, 310. — *Kleemann.* Relation entre la densité, la température et la pression des corps, I, 317. — *Lauriol.* Densité de gaz au moyen d'orifices étalons, I, 466. — *Menzies.* Densité de vapeurs de corps volatils, I, 524. — *Cardoso.* Densité au voisinage du point critique, I, 769. — *Ter Gazarian.* Densité du gaz hydrogène phosphoré, I, 872.

FUSION. — *La Rosa.* Fusion du carbone, I, 156. — *Watts et Mendhall.* Id., I, 685. — *Jolibois.* Variétés allotropiques et point de fusion de l'arsenic, I, 591. — *Stoltzemberg.* Point de fusion des liquides cristallisés, I, 720.

TENSION DE VAPEUR. — *Scheel et Heuse.* Pression de saturation de la vapeur d'eau au-dessous de 0°, I, 70. — *Thiesen.* Tension de vapeur de la glace, I, 70. — *Gouy.* Tension de vapeur d'un liquide électrisé, I, 85. — *Lippmann.* Action des forces extérieures sur les tensions de vapeurs, I, 215; Tension des vapeurs et des gaz dissous, I, 261. — *Michaud.* Variation de la tension de vapeur à température constante, I, 390. — *Kurlla.* Partage d'un corps entre deux phases, I, 714. — *Greenwood.* Tension de vapeur de quelques métaux, I, 714. — *Smith et Menzies.* Tension de vapeur du calomel desséché, I, 717. — *Hansen.* Abaissement des tensions de vapeur aux faibles pressions, I, 719. — *Claude.* Fabrication industrielle de l'azote pur, I, 1016. — *Van der Waals.* Valeur des constantes critiques, I, 1057. — *Cederberg.* Chaleur de vaporisation, tension de vapeur et température, I, 1064.

CALORIMÉTRIE. — *De Forcrand.* Étude thermo-chimique de quelques composés binaires, I, 132. — *Le Bel.* Echauffement singulier de fils minces de platine, I, 133. — *Einstein.* Relation entre l'élasticité et la chaleur spécifique des solides monoatomiques, I, 158, 324. — *Kleemann.* Chaleur des mélanges des substances, I, 484. — *Baud.* Chaleur moléculaire de fusion, I, 581. — *Leduc.* Rapport des chaleurs spécifiques de vapeurs, I, 588, 660. — *Thibault.* Chaleur spécifique de quelques gaz-et vapeurs, I, 683. — *Greenwood.* Chaleur de vaporisation de quelques métaux, I, 714. — *Lauriol.* Pouvoir calorifique du gaz d'éclairage, I, 726. — *Massol et Faucon.* Chaleur latente de fusion et chaleur spécifique des acides gras, I, 770. — *Thorkelsson.* Equation d'état et chaleur interne de vaporisation, I, 783. — *Lewis.* Chaleur latente de vaporisation des liquides, I, 838. — *Koref.* Chaleurs spécifiques à basse température, I, 942. — *Colson.* Chaleurs de dissolution, I, 1017.

THERMODYNAMIQUE. — *Décombe.* Entropie et température, I, 134; Interprétation physique de la chaleur non compensée, I, 219, 359, 481; Chaleur de Siemens, I, 589. — *Paschen et Wolff.* Equivalent mécanique de la chaleur, I, 247. — *Wertheimer.* Thermodynamique de la vapeur d'eau, I, 255. — *Van Laar.* Thermodynamique chimique, I, 344. — *Planck.* Énergie et température, I, 345. — *Amar.* Loi de la dépense postérieure de travail, I, 661. — *Pawlow.* Application de la thermodynamique aux systèmes dilués, I, 713. — *Ehrenfest.* Les théorèmes de la réciprocité, I, 792. — *Bloch.* Théorèmes généraux, I, 820, 912; Théorèmes généraux de mécanique et de thermodynamique, I, 989. — *Ornstein.* Bases mécaniques de la thermodynamique, I, 1058. — *Marcellin.* Mécanisme des phénomènes réversibles, I, 1065.

*Amar.* Dépense énergétique dans la marche, I, 302, 583.

MÉCANIQUE MOLÉCULAIRE. — *Einstein.* La loi d'Eotvos, I, 157; mouvement moléculaire thermique des corps solides, I, 782. — *Duhem.* Quasi-ondes de choc, I, 221. — *Reiger.* Cisaillement dans les gaz, I, 236. — *Enskog.* Généralisation de la

seconde théorie des gaz de Maxwell, I, 245. — *Dunoyer*. Théorie cinétique des gaz, I, 306. — *Sackur*. Fondement cinétique du nouveau théorème de thermodynamique de Nernst, I, 318. — *Juttner*. Loi de répartition des vitesses de Maxwell, I, 503 ; Dynamique des gaz en mouvement, I, 601. — *Baleman*. Théorie des probabilités, I, 593. — *Leduc*. Pression interne dans les gaz, I, 564. — *Mils*. Température et action moléculaire, I, 666. — *Lewis*. Pression interne d'un liquide, I, 670. — *Diétérici*. Théorie de l'équation d'état, I, 681. — *Gay*. Notion de tension d'expansibilité, I, 769. — *Gruner*. Résultat paradoxal de la théorie cinétique, I, 847. — *Amagat*. Pression intérieure des fluides à zéro absolu, I, 1019. — *Berthoud*. Théorie cinétique des gaz et thermodynamique, I, 1064.

### Physico-chimie.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Cuthberson*. Constantes de quelques gaz inertes, I, 144. — *Batschinski*. Degré d'association moléculaire des liquides, I, 167. — *Tammann*. Diagramme d'état de l'iode d'argent, I, 168. — *Lecoq de Boisbaudran*. Déshydratation de sels, I, 221. — *Rosensthiel*. Eau polymérisée et eau de cristallisation, I, 288, 307. — *Gay*. Mélanges d'acide acétique avec les liquides normaux, I, 304. — *Hackspill et Bossuet*. Température d'attaque de l'eau par les métaux alcalins, I, 392. — *Moureu et Lepape*. Rapport du crypton à l'argon dans les mélanges naturels, I, 393, 581 ; Dosage photométrique du xénon, I, 926 ; Gaz rares des grisous, I, 1019. — *Duclaux*. Phénomènes de catalyse, I, 478. — *Joseph*. Action du brome sur l'acide formique, I, 521. — *Kirchner*. Monohydrate de chlorure de baryum, I, 521. — *Smith et Menzies*. Décomposition de la vapeur de calomel, I, 523. — *Rosenthaler*. Spécificité stéréochimique des catalyseurs, I, 523. — *Duclaux*. Constitution de l'eau, I, 577. — *Kernbaum*. Décomposition de l'eau par les métaux, I, 586. — *Fry*. Constitution du benzène, I, 712. — *Smits*. Allotropie, I, 713. — *Smills et de Leeuw*. Id., I, 1062. — *Struub*. Constitution du chlorure d'argent ammoniacal, I, 1061. — *Baume*. La chimie physique en 1910, I, 1066.

POIDS ATOMIQUES ET POIDS MOLÉCULAIRES. — *Loring*. Relation entre les poids atomiques, I, 257. — *Perrin*. Grandeurs moléculaires, I, 477, 576. — *Van den Broek*. Place des éléments radioactifs, I, 698. — *Baur*. Système périodique des éléments, I, 716. — *Stackelberg*. Groupement des éléments, I, 720. — *Hartung*. Molécules des sels dans le phénol, I, 720. — *Ter Gararian*. Poids atomique du phosphore, I, 872. — *Hinrichs*. Poids atomiques des éléments dominants, I, 1018.

EQUILIBRE CHIMIQUE. — *Kleemann*. Lois de l'attraction chimique entre les atomes, I, 141. — *Hirniak*. Réactions réciproques, I, 167. — *Boselli*. Vitesse de réaction dans les systèmes hétérogènes, 217, 222, 307. — *Urbain et Scal*. Systèmes monovariants qui admettent une phase gazeuse, I, 369. — *Trautz*. Coefficient de température des vitesses de réaction chimique, I, 319. — *Scheffer*. Equilibres hétérogènes, I, 521. — *Achalme*. Viscosité et actions diastasiques, I, 584. — *Just et Ranko*. Action de l'hydrogène sur les solutions de permanganate de potasse, I, 716. — *Stafford*. Equilibre de dissociation de  $S^8 = 4S^2$ , I, 720. — *Jouguet*. Points indifférents, I, 773. — *Bronsted*. Affinité chimique, I, 790, 1061. — *Grumell*. Vitesse de réaction et fluidité du milieu, I, 874. — *Taffanel et Dau triche*. Amorçage des explosifs, I, 1018. — *Forissen, Siewretsz van Reesema*. Extinction des flammes, I, 1058. — *Milbauer*. Catalyse par le platine dans l'oxydation de l'hydrogène par l'acide sulfureux, I, 1062. — *Rimbach et Volk*. Mesures polarimétriques d'avidité sur des bases faibles en solution non aqueuse, I, 1062. — *Wigand*. Réaction lumineuse réversible du soufre, I, 1063.

THERMODYNAMIQUE DES MÉLANGES. — *Baume et Perrot*. Courbe de fusibilité des

mélanges gazeux, I, 590. — *Baume et Pamfil*. Id., I, 474. — *Baume et Germain*. Id., I, 832. — *Baume*. Etude quantitative des mélanges gazeux, I, 875. — *Smith*. Système éther-anthraquinone, I, 713. — *Brimer*. Condensation de deux gaz comme critérium de la formation d'une combinaison, I, 792. — *Briner et Vroczinski*. Réactions dans les systèmes fortement comprimés, I, 873. — *Bournoff et Ph.-A. Guye*. Formation du chlorure de nitrosyle à basse température, I, 876. — *Smits et Leeuw*. Allotropie homogène dans un système pseudo-ternaire, I, 1060. — *De Leeuw*. Système acétaldéhyde alcool éthylique, I, 1060. — *Meuschutkin*. Système propylbenzine trichlorure d'ammonium, I, 1064.

**DISSOLUTION.** — *Lewis*. Théorie de la concentration de Gibbs, I, 84. — *Von Weimarn*. Nature des systèmes dilués, I, 521. — *Colson*. La particule dissoute, I, 721; Théorie des solutions, I, 925. — *Sutherland*. Id, I, 833. — *Gay*. Notion de solution idéale, I, 872. — *Jones*. Théorie des solvates, I, 874. — *Wolf*. Effets volumétriques dans les phénomènes de dissolution, I, 946. — *Colson*. Théorie des solutions, I, 1017. — *Girard et Henri*. Hypothèses sur l'état moléculaire des corps en solution, I, 1022.

**Absorption des gaz.** — *Guichard*. Gaz dégagés par les parois des tubes, I, 393; Extraction des gaz du cuivre, I, 663, 770. — *Charpy et Bonnerot*. Gaz contenus dans les aciers, I, 480. — *Tor Carlson*. Vitesse de dissolution dans le système gaz fluide, I, 875.

**Colloïdes.** — *König*. Ecartement des particules ultramicroscopiques par les chocs sonores, I, 476. — *Lifchitz*. Id., I, 389. — *Bary*. Dissolution des matières colloïdales, I, 577. — *Duclaux et Wolman*. Pression osmotique des colloïdes, I, 583. — *Biltz*. Id., I, 720. — *Muller*. Couleur des particules d'argent colloïdal, I, 678. — *Weiss*. Charge des particules d'argent, I, 703. — *Svedberg et Inouye*. — Lois de Boyle-Gay-Lussac appliquées aux colloïdes, I, 790.

**THERMODYNAMIQUE DES DISSOLUTIONS.** — *Rosensthiel*. Rôle de la cohésion et de la pression osmotique dans la teinture, I, 52; Force osmotique, I, 482. — *Fouard*. Préparation des membranes semi-perméables, I, 304, 627; osmométrie des solutions salines, I, 1016. — *Duclaux et Wolman*. Pression osmotique des colloïdes, I, 583. — *Bary*. Phénomènes osmotiques dans les milieux non conducteurs, I, 591. — *Von Antropoff*. Dynamique des cellules osmotiques, I, 718.

*Cornec*. — Etude cryoscopique de quelques minéraux et phénols, I, 772. — *Boutaric*. Cryoscopie dans l'hyposulfite de sodium fondu, I, 1021.

*Menzies*. Détermination de poids moléculaires par des mesures de tension de vapeur, I, 522.

**Alliages.** — *Dunstan*. Coefficient de traction visqueuse des alliages de plomb et d'étain, I, 80. — *Ross*. Alliages ternaires de cuivre, I, 117. — *Coste*. Métallographie du système or-tellure, I, 392. — *Portevin*. Aciers au chrome, I, 661. — *Pelabon*. Métallographie du système sélénium-antimoine, I, 772. — *Mahler et Goutal*. Dosage du carbone dans les aciers, I, 832. — *Charpy et Bonnerot*. Cémentation du fer par le carbone solide, I, 924.

**PROPAGATION DE LA CHALEUR.** — *Smoluchowski*. Conductibilité calorifique des gaz raréfiés, I, 146; Théorie, I, 850. — *Eucken*. Conductibilité calorifique des solides non métalliques, I, 238. — *Leprince-Ringuet*. Transmission de la chaleur entre un fluide en mouvement et une surface métallique, I, 302. — *Kundsen*. Conductibilité calorifique moléculaire des gaz, I, 409. — *Nussell*. Transmission de la chaleur dans les conduits tubulaires, I, 420. — *Reboul*. Conductibilité accompagnant



les réactions chimiques, I, 585. — *Reboul et de Bollemont*. Transport de particules métalliques sous l'action de la chaleur, I, 388, 923. — *Kœnigsberger et Weiss*. Conductibilité calorifique de quelques éléments, I, 598. — *Goldschmidt*. Conductibilité thermique des liquides, I, 696. — *Lord Rayleigh*. Conduction calorifique, I, 841. — *Townsend et Lodge*. Conductibilité des gaz, I, 933.

### Acoustique.

MOUVEMENT VIBRATOIRE EN GÉNÉRAL. — *Houston*. Amortissement d'ondes liquides dans une auge rectangulaire, I, 80. — *Rayleigh*. Application des fonctions de Bessel à l'étude des vibrations d'une membrane circulaire, I, 137. — *Stephenson*. Propriété particulière du système asymétrique, I, 148. — *Neuscheler*. Etude des vibrations sonores stationnaires, I, 155. — *Roy*. Propagation des discontinuités dans les fils flexibles, I, 305, 587. — *Lord Rayleigh*. Interprétation physique du théorème de Schlomlich, I, 398. — *Vergne*. Problème des ondes liquides, I, 479. — *Raman*. Photographie de courbes vibratoires, I, 489. — *Lifchitz*. Id., 223, 565. — *Stephenson*. Ondes liquides, I, 593. — *Waetzmann*. Id., I, 959. — *Lebedew*. Courbe limite des ondes acoustiques courtes, I, 605. — *Jouguet*. Mouvement dans les fils, I, 1016, 1021.

PROPAGATION. — *Neklepajev*. Absorption par l'air des ondes acoustiques courtes, I, 605.

QUALITÉS DU SON. — *Schultze*. Théorie des sons de combinaison, I, 414. — *Schaeffer*. Id., I, 414. — *Waetzmann*. Id., I, 68, 418, 685; Sons différentiels d'ordre supérieur, I, 414. — *Thomson*. Analyse harmonique, I, 661. — *Robin*. Hauteur du son dans les alliages, I, 923.

INSTRUMENTS. — *Ritz*. Vibrations transversales d'une plaque carrée, I, 66. — *Stephenson*. Entretien du mouvement périodique par solid-friction, I, 149. — *Lifchitz*. Reproduction sonore d'une courbe périodique, I, 223. — *Carpentier*. Tension-mètre de Larquier, I, 390. — *Ives*. Vibration d'une corde élastique dans un milieu visqueux, I, 593. — *Reinstein*. Vibration des membranes elliptiques, I, 604. — *Melchissédéc et Frossard*. Théorie mécanique de quelques tuyaux sonores, I, 664. — *Berry*. Sur les ponts de pianos, I, 667. — *Blessing*. Sons des cloches d'église, I, 708. — *Boussinesq*. Vibration spontanée d'une barre, I, 774. — *Lord Rayleigh*. Calcul des figures de Chladni, I, 837. — *Hartmann-Kempf*. Loi de résonance des corps sonores accordés, I, 943.

### Optique.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE. — *Reiche*. Calcul d'un phénomène de réfraction au moyen du principe d'Huyghens, I, 136. — *Searle, Adlis et Dobson*. Détermination du rayon de courbure des surfaces, I, 230. — *Volkman*. Mesure des angles par la méthode des réflexions multiples, I, 332. — *Pigeon*. Stéréoscope à coulisses, I, 475. — *Southall*. Erreurs d'aberration sphérique d'un système muni de lentilles, I, 597. — *Boulouch*. Condition de l'aplanétisme vrai, I, 663. — *Sommerfeld et Runge*. Application du calcul vectoriel aux principes fondamentaux de l'optique géométrique, I, 675. — *Foix*. Construction des rayons marginaux dans les systèmes centrés aplanétiques, I, 896. — *Mandelstam*. Théorie d'Abbe sur la formation des images par le microscope, I, 940. — *Blein*. Aberrations dans le miroir parabolique, I, 997.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Blondel et Rey*. Perception des lumières brèves, I, 66, 530, 643, 660. — *Chauveau*. Inhibition visuelle dans les images stéréoscopiques, I, 303. — *Looser*. Courbes de sensibilité de l'œil pour l'intensité lumineuse, I, 332. — *Pigeon*. Mesure des degrés de strabisme, I, 658. — *Rosenthal*. L'harmonie des couleurs par l'emploi de camaïeux complémentaires, I, 925. — *Hagen*. Échelles diverses pour les estimations des couleurs, I, 1036.

OPTIQUE PHYSIQUE. — INTERFÉRENCES. — *Raveau*. Différence de marche introduite par une lame mince isotrope, I, 127; Franges d'interférence d'une source linéaire, I, 475. — *Cotton*. Appareils interférentiels à pénombre, I, 136. — *Schulz*. Interférence en lumière parallèle, I, 424. — *Sagnac*. Stéréoscopie et stéréographie interférentielles, I, 661. — *Selenyi*. Diffusion de la lumière dans l'espace d'interférence de Wiener, I, 677. — *Stark*. Intensité des différents ordres d'interférence, I, 678. — *Prokowsky*. Emploi de la lumière polarisée en interférométrie, I, 694. — *Skirmer et Tukermann*. Interféromètres à pénombre, I, 786. — *Waetzmann et Lummer*. Courbes d'interférence d'égale inclinaison, I, 1042.

DIFFRACTION. — *Wolfke*. Images d'un réseau obtenues avec différents diaphragmes, I, 234. — *Raman*. Mesure photométrique du facteur d'obliquité dans la diffraction, I, 485. — *Audesson et Sparrow*. Influence de la forme des sillons d'un réseau, I, 597. — *Barus*. Interférences obtenues par les réseaux de réflexion, I, 668. — *Schaefer et Reiche*. Théorie des réseaux de diffraction, I, 937. — *Trowbridge*. Tracé des réseaux, I, 1038.

RÉFLEXION. — *Whesler*. Réflexion de la lumière sur certaines surfaces métalliques dans un milieu liquide, I, 837. — *Michelson*. Couleurs métalliques des oiseaux et des insectes, I, 406. — *Woigt*. Vibrations dans le second milieu lors de la réflexion totale, I, 496. — *Schaefer et Gross*. Réflexion totale, I, 496. — *Sangster*. Théorie de la réflexion, I, 839. — *Kænigsberger et Muller*. Détermination optique du diamètre moléculaire, I, 862.

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Rumpelt*. Double réfraction dans les couches métalliques, I, 69. — *Meslin*. Double réfraction circulaire du chlorate de sodium, I, 586. — *Boussinesq*. Construction des rayons lumineux dans un cristal, I, 587. — *Cotton*. Dichroïsme circulaire et dispersion rotatoire, I, 767. (Voir aussi Cristaux liquides, p. 1089.)

POLARISATION. — *Oxley*. Production de lumière polarisée circulairement, I, 405. — *Pogany*. Polarisation produite par un réseau métallique, I, 424. — *Du Bois et Rubens*. Polarisation des rayons calorifiques, I, 674, 839. — *Kænigsberger*. Id., I, 703. — *Boutaric*. Les grains d'amidon en lumière polarisée, I, 891.

POLARISATION ROTATOIRE. — *Meslin*. Vitesse des circulaires inverses dans la polarisation rotatoire, I, 657. — *Malosse*. Pouvoir rotatoire spécifique du camphre dissous dans l'acétone, I, 660. — *Tschugaeff*. Dispersion rotatoire, I, 714. — *Bruhat*. Etude du dichroïsme rotatoire d'un composé organique, I, 768. — *Walden*. Inversion optique des composés organiques, I, 874. — *A. Le Bel*, Id., I, 874. — *Hildicht*. Symétrie moléculaire et activité optique, I, 1064.

PROPAGATION DE LA LUMIÈRE. — *Gutton*. Vitesse de la lumière dans les milieux réfringents, I, 474. — *Giuganino*. Action de la translation de la Terre, I, 585, 655. — *Sagnac*. Id., 655, 767. — *Rayleigh*. Aberration dans les milieux dispersifs, I, 668. — *Prokowsky*. Principe de Doppler, I, 694. — *Budde*. Id., I, 863. — *Einstein*. Influence de la gravitation sur la propagation de la lumière, I, 938. — *Becquerel*. Propagation de la lumière dans les corps fluorescents, I, 1021.

## Étude des radiations.

RAYONNEMENT EN GÉNÉRAL. — *Schmidt*. Rayonnement de la flamme du bec Bunsen, I, 72. — *Humphreys*. Exposé de la formule du rayonnement de l'air sec, I, 76. — *Ladenburg*. Quotient du pouvoir émissif de l'hydrogène par le pouvoir absorbant, I, 164, 165. — *Born et Ladenburg*. Id., I, 335. — *Fery et Drecq*. Constante de rayonnement, I, 306, 351. — *Mendenhall*. Pouvoir émissif des cavités en forme de coin, I, 340. — *Houllevigue*. Rayonnement des lampes à incandescence, I, 479. — *Lemeray*. Pression de radiation, I, 559. — *Schidlof*. Constante *h* de Planck, I, 603. — *Buisson et Fabry*. Intensité de diverses radiations d'un rayonnement complexe, I, 656; Rayonnement des lampes à vapeur de mercure, I, 662; Dépense d'énergie pour produire l'unité d'intensité lumineuse, I, 768. — *Prokowsky*. Loi du déplacement spectrophotométrique, I, 707. — *Tswett*. Mécanisme du transport de l'énergie photosynthétique, I, 712. — *Baisch*. Loi de Wien-Planck, I, 848. — *Eichenwald*. Déplacement de l'énergie dans la réflexion totale, I, 857. — *Natanson*. Théorie statistique du rayonnement, I, 863. — *Peddiér*. Répartition de l'énergie dans le cas des radiations, I, 928.

PHOTOMÉTRIE. — *Lauriol*. Photométrie des becs à incandescence, I, 469. — *Malosse*. Photométrie, I, 588. — *Stark*. Spectrophotométrie photographique, I, 678. — *Keesom*. Recherches spectrophotométriques, I, 779. — *Schell*. Photométrie photographique, I, 853. — *Houstain*. Etalon de quantité de lumière, I, 957.

RADIATIONS INFRA-ROUGES. — *Wood*. Théorie de la « serre », I, 82. — *Royds*. Pouvoir réflecteur du noir de fumée et du platine, I, 142. — *Rubens et Wood*. Séparation au moyen de lentilles, I, 224. — *Reinkober*. Absorption et réflexion des rayons infra-rouges, I, 237. — *Rubens et Von Baeyer*. Radiations de longueurs d'onde extrêmement grandes, I, 492. — *Randall*. Spectres infra-rouges, I, 844; Rayons restants de la sélénite, I, 1838. — *Paschen*. Dispersion du quartz dans l'infra-rouge, I, 857.

RADIATIONS ULTRA-VIOLETTES. — *Berthelot et Gaudechon*. Photolyse par les rayons ultra-violet, I, 217, 222, 304, 773. — *Guntz et Minguin*, Id., I, 222. — *Bierry, V. Henri et Ranc*. Id., 304, 584. — *Bierry et Larguier des Bancel*. Action de la lumière ultra-violet sur la chlorophylle, I, 663. — *Tian*. Décomposition de l'eau, I, 395, 581. — *Landau*. Action sur l'acide lactique, I, 482. — *Courmont et Nogier*. Rendement ultra-violet des lampes à vapeur de mercure, I, 587. — *Le Bon*. Variation de transparence du quartz, I, 659. — *V. Henri*. Rayonnement ultra-violet des lampes à vapeur de mercure, I, 769, 774. — *Gill*. Intensité de la lumière ultra-violet émise par la décharge électrique à basse pression, I, 843. — *Euler et Ohlsen*. Inversion de la saccharose dans les rayons ultra-violet, I, 1066.

PHOTOGRAPHIE. — *Kennett-Mees*. Relation entre le diamètre de l'image d'un point et le temps de pose, I, 339. — *De Fontenay*. Reproduction photographique de documents, I, 395. — *Estanave*. Photographies à couleurs changeantes, I, 476. — *Chanoz*. Action de la lumière sur la plaque au gélatino-bromure, I, 656. — *Benoist*. Application de l'harmonica chimique à la chronophotographie, I, 662. — *Lumière et Seyewetz*. Développement après fixage, I, 663. — *Stenger*. Graduation des couches de gélatino-bromure, I, 708. — *Sichling*. Nature des photochlorures d'argent, I, 719. — *Baur*. Id., I, 719. — *Plotnikow*. Etudes photochimiques, I, 719. — *Reinders*. Étude sur les photaloïdes, I, 791, 1061. — *Leimbach*. Loi du noircissement par l'éclairement normal, I, 944. — *Reyleich*. Reproduction photographique, I, 1026. — *Plotnikow*. Etudes photochimiques, I, 1063.

FLUORESCENCE. — PHOSPHORESCENCE. — *De Kowalski et de Dziersbicki*. Spectre de phosphorescence progressive, I, 134. — *De Broglie et Brizard*. Ionisation et luminescence du sulfate de quinine, I, 137. — *Becquerel*. Durée de la phosphorescence des sels d'uranyle, I, 303. — *Wood*. Destruction de la fluorescence de la vapeur de Br et d'I par d'autres gaz, I, 315, 316. — *Wood et Gall*. Fluorescence cathodique de la vapeur de sodium, I, 339. — *Pauli*. Phosphorescences ultra-violettes et infra-rouges, I, 411. — *Bruninghaus*. Loi de Stokes, I, 583. — *Perot*. Luminescence de l'arc au mercure dans le vide, I, 609. — *Dunoyer*. Fluorescence des vapeurs des métaux alcalins, I, 771. — *Goldstein*. Spectres de phosphorescence des substances aromatiques solides, I, 783. — *Kaempff*. Absorption par fluorescence, I, 955. — *Ives et Zuckiesh*. Effet des radiations infra-rouges sur la phosphorescence du sulfure de zinc, I, 1032. — *Coblentz*. Couleur de la lumière émise par les insectes lumineux, I, 1054.

RADIOPHONIE. — *Ries*. Origine de la sensibilité du sélénium pour la lumière, I, 697, 707.

INDICES DE RÉFRACTION. — *Griffith*. Indice des liquides, I, 313. — *Berget*. Indice des eaux de mer, I, 393. — *Gruschke*. Réfraction et dispersion dans quelques gaz, I, 413. — *Schwers*. Indice des solutions, I, 871. — *Tschougoueff et Koch*. Anomalies de la réfraction moléculaire dans la série des glyoximes substituées, I, 769. — *Duval*. Réfraction moléculaire de composés azotés, I, 1021.

SPECTROSCOPIE. — MÉTHODES. — INSTRUMENTS. — *Meslin*. Pouvoir dispersif des combinaisons de prismes, I, 88, 208. — *Barus*. Interférométrie par les réseaux, I, 484. — *Biske*. Courbes des raies spectrales données par un réseau plan, I, 508. — *Barnes*. Arc en vase clos pour les recherches spectroscopiques, I, 847.

GÉNÉRALITÉS SUR LES SPECTRES. — *Schafer*. Dispersion et séries spectrales, I, 68. — *Kock*. Nombre de centres d'émission et rapport des différents ordres d'interférence, I, 165; Distribution de l'intensité dans les raies spectrales, I, 319. — *De Grammont*. Spectres de dissociation, I, 169. — *Wood et Franck*. Transformation d'un spectre de résonance en spectre de bandes par l'hélium, I, 232. — *Vigneron*. Répartition des raies spectrales, I, 294, 381. — *Weiss*. Spectre de bandes, I, 306. — *Brotherus*. Structure de quelques raies spectrales, I, 333. — *Allen*. Mesure de la luminosité dans le spectre, I, 491. — *Horton*. Origine des spectres, I, 671. — *Krawetz*. Différence possible entre les spectres d'émission et d'absorption, I, 705. — *Meyer*. Id., I, 964. — *Randall*. Spectres infra-rouges, I, 844. — *Steubing*. Nouvelle émission de l'étincelle, I, 862. — *Trowbridge et Crandall*. Distribution de l'énergie dans les spectres de diffraction, I, 929. — *Lunkenheimer*. Rapport des intensités des raies de l'hydrogène dans le spectre des rayons canaux, I, 944. — *Meunier*. Conditions du spectre de Swann, I, 1019. (Voir aussi Phénomènes magnéto-optiques, p. 1100.)

EFFET DE LA PRESSION. — *Rossi*. Déplacement des raies spectrales par la pression, I, 402; Effet de la pression sur le spectre du vanadium, I, 845; Élargissement des raies de l'hydrogène par des pressions élevées, I, 1037. — *King*. Effet de la pression sur le spectre du four électrique, I, 845. — *Barnes*. Spectres de Al, Cu, Mg, dans l'arc sous pression réduite, I, 847.

SPECTRES DE DIVERS CORPS. — *Barnes*. Raies nouvelles dans le spectre du calcium, I, 76. — *Wood*. Spectre de résonance de l'iode, I, 231, 926. — *La Rosa*. Spectre émis par le charbon chauffé électriquement, I, 233. — *Shaw*. Spectre de l'arc au vanadium, I, 259. — *O'Connor*. Spectre de l'arc de Poulsen, I, 335. —

*yman*. Spectre de quelques gaz dans la région de Shumann, I, 311. — *Kayser*. Spectroscopie de l'oxygène, I, 320, 850. — *Stark*. Id., I, 319. — *Steubing*. Id., I, 519. — *Croze*. Spectre du pôle négatif de l'oxygène, I, 923. — *Hemselech*. Spectre des lignes de l'air, I, 395, 579. — *Croze*. Second spectre de l'hydrogène dans l'extrême rouge, I, 582. — *Meunier*. Spectre de combustions des hydrocarbures et de différents métaux, I, 590. — *Reis*. Flammes à ammoniac et à oxydes de l'azote, I, 715. — *Lecoq de Boisbaudran* et de *Gramont*. Glucinium, I, 771. — *Watson*. Groupement de raies dans le spectre du néon, I, 777. — *Paschen*. Systèmes sériés dans les spectres du Zn, Cd et Hg, I, 854. — *Millockau*. Effets spectraux des décharges électriques dans les gaz et les vapeurs, I, 1016. — *Donadson*. Spectre de certains gaz dans des tubes sans électrodes, I, 1025.

*Moureu* et *Lepape*. Méthode spectrophotométrique de dosage du krypton, I, 308. — *Pascal*. Contrôle optique des analyses magnéto-chimiques, I, 658. — *Stead*. Séparation des spectres dans les gaz composés, I, 1026

ABSORPTION DE LA LUMIÈRE. — *Warburg* et *Leithauser*. Analyse des oxydes d'azote par leur spectre d'absorption, I, 65. — *Von Bahr*. Influence de la pression sur l'absorption des radiations infra-rouges par les gaz, I, 71. — *Marc*. Absorption par les cristaux, I, 168; Absorption des solutions, I, 343. — *Ruff*. Transparence lumineuse des mélanges de plusieurs substances absorbantes, I, 343. — *Frédéricz*. Dispersion et absorption du chrome et du manganèse, I, 413. — *Boussinesq*. Absorption dans les cristaux translucides, I, 555. — *Stephenson*. Absorption et dispersion, I, 838. — *Fuchtbauer*. Etude des raies d'absorption, I, 863. — *Evans* et *Antonoff*. Spectre d'absorption de la vapeur de sélénium, I, 1036.

MESURE DE LONGUEURS D'ONDE. — *Stiles*. Longueurs d'onde des raies du spectre d'arc et d'étincelle du mercure, I, 78. — *Astrophysical Journal*. Etalons secondaires de longueur d'onde, I, 340. — *Pérot* et *Lindstedt*. Longueur d'onde de la raie solaire  $b_1$ , I, 575. — *Paschen*. Pression des mesures de longueurs d'onde des raies infra-rouges, I, 946.

## Électricité.

ÉLECTROSTATIQUE. — *Langevin*. Phénomènes fondamentaux de l'électrostatique, I, 460. — *Villard* et *Abraham*. Grande machine électrostatique, I, 655. — *Mallik*. Lignes de force dues à des charges statiques données, I, 834.

DIÉLECTRIQUES. — *Leduc*. Application du principe de Lair aux condensateurs, I, 219. — *Rohmann*. Constantes diélectriques des gaz, I, 510. — *Schiller*. Constante diélectrique du caoutchouc, I, 854. — *Ortway*. Constante diélectrique de quelques liquides, I, 940. — *Lowy*. Constante diélectrique et conductibilité des roches, I, 941.

CONDUCTIBILITÉ. — *Broniewski*. Propriétés électriques des alliages d'Al et de Mg, I, 134. — *Pelabon*. Résistivité des sélénures d'antimoine, I, 481. — *Corbino*. Variation périodique de résistance des fils métalliques fins rendus incandescents par le courant alternatif, I, 514. — *Streintz* et *Wellik*. Résistance électrique entre un cristal et un corps métallique, I, 1047.

THERMO-ÉLECTRICITÉ. — *Jordan*. Effet Peltier, I, 399. — *Kruger*. Théorie électronique de la thermo-électricité, I, 517. — *Badeker*. Id., I, 600. — *Karigsberger* et *Weiss*. Effets thermo-électriques, I, 598. — *Bernouilli*. Théorie électronique

des cristaux mixtes métalliques, I, 604. — *Van Aubel*. Effet thermo-magnétique dans le graphite, I, 832. — *Broniewski et Hackspill*. Propriétés électriques des métaux alcalins, du rhodium et de l'iridium, I, 1017. — *Cermak et Schmidt*. Forces thermoélectriques au passage de l'état solide à l'état liquide, I, 1044. — *Attenkirsh*. Production électrothermique réversible de refroidissement et d'échauffement électrique, I, 1055.

**ÉLECTROCHIMIE.** — *Sebor*. La loi de dilution d'Ostwald, I, 168. — *Heydweiler*. Tension superficielle et conductivité des solutions salines, I, 254. — *Bain et Taylor*. Solutions de savons, I, 521. — *Jellinek*. Conductibilité et dissociation de l'hydrosulfite de soude, I, 523. — *Sutherland*. Electrolytes faibles et théorie des solutions, I, 833. — *Lussana*. Influence de la pression et de la température, I, 712. — *Korber*. Rem., I, 1063. — *Lorenz, Hevezy et Wolff*. Brouillard métallique dans les électrolytes fondus, I, 718. — *Girard*. Osmose des solutions électrolytiques, I, 774. — *Kjellin*. Théorie de la dissociation électrolytique, I, 791. — *Benrath et Wainoff*. Conductibilité électrique des sels et des mélanges de sels, I, 1060. — *Reychler*. Electrophorèse du noir de fumée, I, 1065. — *Schulze*. Tension maxima des soupapes électrolytiques, I, 410.

**POLARISATION.** — *Bernoulli*. Relation empirique entre les tensions de Volta et les constantes optiques des cristaux, I, 519. — *Friederickz*. Id., 519. — *Spencer*. Electrode de troisième espèce pour la mesure des potentiels de l'ion thallium, I, 524. — *Riéty*. Force électromotrice produite par écoulement, I, 575. — *Pionchon*. Effet électrique dû au déplacement relatif d'un métal ou d'un électrolyte au contact, I, 659. — *Flade*. Passivité, I, 715. — *Jaffé*. Courant de saturation d'origine électrolytique, I, 941. — *Szivessy*. Effet Volta chez les cristaux, I, 949. — *Guyot*. Différence de potentiel de contact entre un métal et des solutions électrolytiques, I, 1020.

**PILES.** — *Michaud*. Piles de gravitation, I, 123. — *Ginnecken*. Sulfate mercurieux comme dépolarisant dans l'élément Weston-Clark, I, 168.

### Magnétisme. — Électromagnétisme.

**FERROMAGNÉTISME.** — *Pierre Weiss*. Propriété de la molécule magnétique, I, 134; Grandeur du magnéton, I, 222, 309; Rationalité des rapports des moments magnétiques moléculaires, I, 900, 965. — *Weiss et Foex*. Aimantation des corps ferromagnétiques, I, 274; au-dessus du point de Curie, I, 744, 805. — *Weiss et Bloch*. Aimantation du nickel, du cobalt et de leurs alliages, I, 1022. — *Gay et Ross*. Essais magnétiques, I, 150. — *Grotian*. Cylindre de fer dans un champ magnétique uniforme, I, 162. — *Gumlich et Rogowski*. Perméabilité du fer dans les champs très faibles, I, 234. — *Richarz*. Magnétisme des alliages, I, 243. — *Leduc*. Travail d'aimantation, I, 480. — *Kaufmann et Meier*. Propriétés du fer électrolytique, I, 706. — *Ganz*. Id., 956. — *Steiner*. Pertes par hystérésis dans les bronzes ferro-magnétiques, I, 781. — *Ganz*. Propriétés magnétiques du fer déposé électrolytiquement dans un champ magnétique, I, 1050; Equation de la couche de susceptibilité réversible, I, 1053.

**CORPS PEU MAGNÉTIQUES OU DIAMAGNÉTIQUES.** — *Roop*. Perméabilité magnétique des gaz, I, 242. — *Feytis*. Magnétisme de sels complexes, I, 311; Étude magnétique du rôle de l'eau dans la constitution des hydrates, I, 924. — *Pascal*. Recherches magnétochimiques sur la structure atomique des halogènes, I, 392. — *Henriot et Raoult*. Coefficient d'aimantation de l'or, I, 664. — *Statescu*. Solutions de sels

magnétiques hétérogènes dans un champ magnétique homogène, I, 832. — *Weber*. Propriétés des sels du groupe du fer, I, 1043.

EFFETS DU MAGNÉTISME. — *Houston*. Magnétostriction, I, 140. — *Leduc*, I, 391. — *Bloch*. Potentiel disruptif dans un champ magnétique, I, 194, 214.

ÉLECTROMAGNÉTIQUE. — *Wille*. Inversion des forces dans le passage de l'électrodynamique à l'hydrodynamique, I, 312. — *Swann*. Champ magnétique produit par un condensateur chargé en mouvement, I, 669. — *Franck*. Équations du champ électromagnétique, I, 350. — *Ganz*. Loi de Biot et Savart, 960. — *Gutton*. Vitesse de propagation des ondes électromagnétiques le long des fils métalliques, I, 1023.

INDUCTION. — *Nicholson*. Coefficient d'induction mutuelle de deux fils parallèles, I, 81. — *Esau*. Résistance et self-induction des bobines parcourues par un courant alternatif, I, 159, 321. — *Glatzel*. Réception de l'énergie dans le circuit alternatif, I, 166.

*Guillet*. Interrupteur de bobine d'induction, I, 1020. — *Jones et Roberts*. La bobine d'induction, I, 1024.

### Mesures.

MESURES ÉLECTRIQUES. — *Langevin*. Électromètre à quadrants, I, 460. — *Villard et Abraham*. Voltmètre électrostatique, 475, 525. — *Rumelin*. Clef double pour électromètre à quadrants, I, 695. — *Villard*. Électromètre enregistreur à filament de carbone, I, 770. — *Villey*. Couples électriques dans les électromètres, I, 1016.

*Volkmann*. Grandeur convenable pour un miroir de galvanomètre, I, 248. — *Eisenuch*. Solutions de fluorure d'argent dans le coulombmètre, I, 717. — *Turpain*. Microampèremètre enregistreur, I, 1003.

*Drysdale*. Emploi du potentiomètre pour circuits à courants alternatifs, I, 83. — *Abraham*. Principe d'appareils à courants alternatifs, I, 264. — *Zenneck*. Perturbation des courants à haute fréquence sur les instruments de mesure, I, 415. — *Steinhaus*. Indications des appareils thermiques dans la mesure des courants de haute fréquence, I, 789. — *Grober et Zollich*. Appareils thermiques, I, 1053.

MESURES ABSOLUES. — Laboratoire central d'électricité. Unités électriques, I, 131. — *Cohen*. Thermodynamique de l'élément normal, I, 345. — *Sève*. Mesure de champs magnétiques en valeur absolue, I, 580. — *Janet, Laporte et Jouault*. Force électromotrice de l'élément Weston, normal, I, 925. — *Hulett*. Sulfate mercurique comme dépolarisant dans l'élément normal, I, 1063.

### Électrotechnique. Applications.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Limb*. Compoundage des alternateurs, I, 216. — *Abraham*. Relais et servomoteurs électriques, 303. — *Paillet, Ducretet et Roger*. Désélectrification des matières textiles, I, 305. — *Joly*. Transformateurs statiques de fréquence, I, 310, 391. — *Leprince-Ringuet*. Isolement d'un réseau alternatif, I, 478.

ARC ÉLECTRIQUE. — *Pollock, Wellisch et Ranclaud*. Le rallumage de l'arc au charbon, I, 83. — *Zenneck*. Énergie dans les arcs à haute tension, I, 690. — *Pfluger*. L'arc est-il assimilable à une grêle de projectiles ou à un courant? I, 950. — *Rihl*. Intensité du son dans l'arc musical, I, 1046.

*Dufour*. Rotation spontanée et rotation dans un champ magnétique de l'arc au mercure, I, 109. — *Urban, Scal et Feige*. Lampe à arc à cathode de mercure,

I, 216. — *Vincent*. Expériences électriques avec du mercure contenu dans des tubes, I, 952.

LAMPES A INCANDESCENCE. — *Dussaud*. Ampoules à bas voltage, I, 309, 395, 657. — *Claude*. Volatilisation des électrodes dans les tubes à néon, I, 925.

TÉLÉGRAPHIE. — *Pomey*. Propagation sur une ligne télégraphique du courant dû à une force électromotrice continue, I, 476. — *Larose*. Propagation d'une discontinuité sur une ligne, I, 579. — *Girousse*. Suppression des troubles causés par les lignes d'énergie, I, 662. — *Webster*. Équation des télégraphistes. I, 830.

TÉLÉPHONIE. — *Devaux-Charbonnel*. Caractéristiques des lignes téléphoniques, I, 393. — *Lioret, Ducretet et Roger*. Enregistrement d'une transmission téléphonique sur cylindres phonographiques, I, 580. — *Blondel*. Syntonie acoustique et électrique appliquée à l'hydrotélégraphie, I, 582. — *Gardner*. Réception téléphonique de signaux sous-marins, I, 636.

Pour la Télégraphie sans fil et la Téléphonie sans fil, voir dans l'étude des ondes hertziennes (p. 1101).

### Électro-optique.

PHÉNOMÈNE DE HALL. — *Owen*. Changement de résistance de fils de fer et de nickel dans des champs magnétiques puissants, I, 142. — *Van Aubel*. Phénomène de Hall et effet thermomagnétique transversal dans le graphite, I, 771, 832. — *Steinberg*. Effet Hall dans l'iodure de cuivre ioduré, I, 856. — *Corbino*. Phénomène de Hall, I, 963. — *Zahn*. Effet Hall apparent produit par un courant de haute fréquence, I, 1042.

PHÉNOMÈNES ÉLECTRO ET MAGNÉTO-OPTIQUES. — *Cotton et Moulton*. Biréfringence magnétique des liquides purs, I, 5. — *König*. Biréfringence électrique de sulfure de carbone, I, 66. — *Bose*. Théorie des liquides anisotropes troublés, I, 329. — *Baerwald*. Influence du champ magnétique sur l'effet Doppler des rayons canaux, I, 506, 945. — *Élias*. Dispersion rotatoire anormale, I, 677. — *Ubish*. Fréquence et amortissement de la vapeur de sodium, I, 679. — *Corbino*. Effets électromagnétiques dus à la distorsion de la trajectoire des ions dans les métaux, I, 701. — *Vieth*. Influence du champ magnétique sur les cristaux liquides, I, 702. — *Schwers*. Polarisation rotatoire magnétique des mélanges binaires, I, 871. — *Heurung*. Effets magnéto-optiques dans le chlore et l'iode, I, 945.

PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN. — *Jack*. Phénomène de Zeeman dans le tungstène et le molybdène, I, 73. — *Gmelin*. Phénomène de Zeeman dans le mercure, I, 73. — *Kolacek*. Dispersion et phénomène de Zeeman, I, 74. — *Baeyer et Gehrke*. Phénomène de Zeeman dans les champs faibles, I, 74. — *King*. Effet Zeeman pour le titane, I, 75; Influence du champ magnétique sur les spectres d'étincelles du fer et du titane, I, 1035. — *Dufour*. Comparaison des écarts des doublets magnétiques, I, 1489. — *Becquerel*. Modification magnétique des bandes du rubis, I, 214. — *Lunelund*. Structure de quelques raies, I, 320; Raie satellite de la raie 5790 Å. du mercure, I, 704. — *Moore*. Séparation des raies du thorium dans le champ magnétique, I, 259; du Ca et St, I, 695, 776. — *Zeeman*. Décomposition magnétique des raies spectrales, I, 442. — *Hemsalech*. Phénomènes spectraux accompagnant le soulfrage de l'étincelle par un champ magnétique, I, 473. — *Babcock*. Effet Zeeman pour le chrome, I, 195; Pour le vanadium, I, 1035; Groupement des séparations des triplets, I, 1036. — *Voigt*. Dis-symétrie dans les triplets, I, 697. — *Koch*. Rép.,



I, 857. — *Du Bois et Élias*. Influence de la température et du champ magnétique sur les spectres d'absorption et de fluorescence, I, 781. — *Purvis*. Effet Zeemann pour le chrome, I, 1038. — *Rybar*. Effet Zeeman pour le lanthane et le cobalt, I, 1048.

THÉORIE EN OPTIQUE. ÉLECTRONS. — *Loria*. Dispersion de la lumière dans les hydrocarbures gazeux, I, 71. — *Laren*. Répartition de l'énergie entre la matière et la radiation, I, 144. — *Königsberger*. Nombre de particules oscillantes dans les vapeurs et les gaz incandescents, I, 163. — *Korn*. État hélicoïdal de la matière électrique, I, 218. — *Sagnac*. Systèmes optiques en mouvement et translation de la Terre, I, 218. — *Moore*. Récentes théories de l'électricité, I, 225. — *Silberstein*. Masse réciproque d'électrons sphériques, I, 244. — *Ehrvenhaft*. Constitution atomique de l'électricité, I, 249. — *Gulton*. Vitesse de propagation de la lumière et ondes électromagnétiques, I, 308. — *Tolman*. Équation fondamentale de la théorie de Maxwell-Lorenz, I, 311. — *Martin*. Conducteurs métalliques et théorie des électrons, I, 326. — *Millikan et Fletcher*. Discordances apparentes dans la mesure de  $e$ , I, 330. — *Nicholson*. Diffraction des ondes électriques, I, 396; Amortissement des vibrations d'une sphère électrisée, I, 397; Nombre d'électrons qui interviennent dans la conductibilité des métaux, I, 837; Propriétés optiques des métaux fondus, I, 838. — *Richardson et Cooke*. Absorption d'électrons par les métaux, I, 398. — *Ehrenhaft*. Quantité élémentaire d'électricité, I, 421. — *Joffé*. Rem., I, 422. — *Kach*. Nombre de centres d'émission de la lumière, I, 423. — *Stark*. Rem., I, 425. — *Roux*. Charge de l'électron, I, 477. — *Julius*. Absorption sélective et diffusion anormale, dans les masses de gaz étendues, I, 515. — *Wertheimer*. Constante  $h$  de Planck, I, 519. — *Wilson*. Nombre d'électrons dans l'atome, I, 591. — *Swann*. Masse longitudinale et transversale d'un électron, I, 592. — *Lorenz*. Émission et absorption d'énergie par les électrons, I, 667. — *Fry*. Hypothèse des électrons, I, 716. — *Liaens*. Mouvement initial accéléré d'une sphère possédant une charge électrique rigide, I, 834.

#### Décharges électriques.

OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES. — *Taylor Jones*. Oscillations dans les circuits couplés I, 79. — *Nicholson*. Diffraction, I, 137. — *Ferrié*. Mesure de longueurs d'ondes, I, 303. — *Tissot*. Détermination exacte des périodes des oscillations électriques, I, 308. — *Grober*. Amortissement des ondes hertziennes, I, 328. — *Kock*. Arc générateur d'ondes, I, 328; Courbes de résonance, I, 692. — *Setnik*. Ondes très peu amorties, I, 407. — *Seibt*. Id., I, 608. — *Macku*. Amortissement, I, 425; Influence de l'excitation prémafurée sur les mesures d'amortissement, I, 500. — *Glatzel*. Production de courants de haute fréquence, I, 498. — *Merczyng*. Dispersion électrique de l'eau et de l'alcool éthylique pour les ondes très courtes, I, 507. — *Caudrelier*. Fréquence des oscillations électriques, I, 589. — *Levitsky*. Résonateur pour la mesure de l'amortissement, I, 691. — *Rohmän*. Excitation par choc produite par de fréquentes décharges partielles, I, 864. — *Mie*. Ondes très peu amorties, I, 1939. — *Roschansky*. Influence de l'étincelle sur la décharge oscillante d'un condensateur, I, 1039.

RADIOTÉLÉGRAPHIE. — *Ferrié*. Applications de la télégraphie sans fil, I, 178. — *Sénoque*. Télégraphie sans fil en aéroplane, I, 214. — *Rein*. Transmetteur de tonalité radiotélégraphique à courant continu, I, 254. — *Nesper*. Id., I, 254. — *Lorenz*. Id., I, 254. — *Seibt*. Id., I, 333. — *Fischer*. Rayonnement des antennes, I, 426. — *Ives*. Fonctionnement des antennes à grande résistance, I, 427. — *Guillet*. Trieur pour synchronisation, I, 588. — *Pétrowsky*. Décrement du rayonnement

d'une antenne, I, 607. — *Ludwig*. Ballon libre station de réception, I, 711 ; Amortimètre pour la pratique de la télégraphie sans fil, I, 869. — *Blondel*. Orientation en radiotélégraphie, I, 831 ; Amortissement dans l'emploi des cadres d'orientation, I, 923. — *Rottgardt*. Emploi des transformateurs de résonance, I, 865. — *Austin*. Télégraphie sans fil à grande distance, I, 951 ; Résistance des antennes, I, 1052. — *Ésau*. Influence des conditions atmosphériques, I, 951. — *Turpain*. Microampèremètre enregistreur, I, 1003.

DÉTECTEURS. — *Leimbach*. Unipolarité et pouvoir redresseur des détecteurs à contact, I, 418. — *Austin*. Détecteur redresseur à contact glissant, I, 950.

DÉCHARGES ÉLECTRIQUES A LA PRESSION ORDINAIRE. — *Robinson*. Figures formées, par les poussières sous l'influence de la décharge, I, 230, 694. — *De Broglie*. Abaissement des différences de potentiel par l'humidité, I, 309. — *Caudrelier*. Constitution de l'éincelle, I, 388. — *Meservey*. Potentiels de décharge dans les gaz, I, 401. — *Tyndall*. Décharge d'une pointe électrisée, I, 489. — *Léauté*. Irrégularités du potentiel disruptif, I, 579. — *Besson*. Action de l'effluve sur le gaz ammoniac, I, 658. — *Righi*. Potentiel de décharge dans le champ magnétique, I, 858. — *Hupka*. Influence des conducteurs voisins mis à la terre sur le potentiel disruptif entre sphères, I, 1040.

DÉCHARGES DANS LES GAZ RARÉFIÉS. — *Claude*. Tubes luminescents à néon, I, 576 ; Volatilisation des électrodes dans les tubes à néon, I, 925. — *Lodge*. Conductibilité des gaz dans les soupapes à vide, I, 665.

RAYONS CATHODIQUES ET ANODIQUES. RAYONS CANAUX. — *Gouy*. Élément périodique dans le rayonnement magnéto-cathodique, I, 215 ; Action intercathodique dans un champ magnétique uniforme, I, 394. — *Thomson*. Rayons positifs, I, 229. — *Kutschewski*. Variations de vitesse des rayons canaux, I, 331. — *Fulcher*. Production de lumière par les rayons canaux, I, 337. — *Joffé*. Champ magnétique des rayons cathodiques, I, 508. — *Houllevigue*. Rayons cathodiques produits à l'intérieur des lampes à incandescence, I, 657. — *Baerwald*. Influence du champ magnétique sur l'effet Doppler dans les rayons canaux, I, 506, 945. — *Stark*. Id., I, 658. — *Bestelmeyer*. Trajectoire des rayons cathodiques à travers un champ magnétique uniforme, I, 855. — *Righi*. Influence du champ magnétique sur l'intensité du courant dans l'air raréfié, I, 902, 962.

RAYONS DE RÖNTGEN. — *Dessauer*. Bobines d'induction et tubes de Röntgen, I, 166. — *Barkla* et *Ayres*. Théorie ondulatoire électromagnétique des rayons X, I, 229. — *Barkla*. Énergie des rayons X dispersés, I, 489 ; Spectres des rayons fluorescents de Röntgen, I, 842. — *Guilleminot*. Rayons de Sagnac, I, 307 ; Rendement en rayons secondaires, I, 389 ; Rayons secondaires sur l'aluminium, I, 474. — *Crosby Chapman*. Emission par les vapeurs d'un faisceau homogène de rayons secondaires, I, 398. — *Sadler*. Transformation de l'énergie des radiations de Röntgen en énergie de radiations corpusculaires, I, 836. — *Sadler* et *Steven*. Amollissement apparent des rayons X par leur passage à travers la matière, I, 490. — *Chanoz*. Développement d'une image radiophotographique, I, 582 ; Actions isolées et successives de la lumière et des rayons X sur la plaque, I, 656.

### Radioactivité.

SOURCES DE RADIATIONS ACTIVES. — *Fletcher*. Radioactivité du granit de Leinster, I, 147 ; de quelques roches, I, 536. — *Lacroix*. Minéraux radioactifs de Madagas-

car, I, 305. — *Henriot*. Rayons des métaux alcalins, I, 391; du rubidium, I, 577. — *Strong*. Agrégats de l'uranium et du néodyme, I, 423. — *Pirret et Soddy*. Uranium et radium dans les minéraux, I, 494. — *Boudry*. Utilisation à distance des eaux minérales, I, 581. — *Joly*. Détermination des quantités de radium contenues dans les roches, I, 669. — *Wulf*. Radioactivité, propriété générale de la matière, I, 700. — *Danne et Crémieu*. Émanation du radium dégagée par l'une des sources de Colombières-sur-Orb, I, 1020. — *Chaspoul, Jaubert et Beaujeu*. Radioactivité des eaux de Vals, I, 1022. — *Carter*. Propriétés radioactives des flammes à haute température, I, 1030.

ÉTUDES DES CORPS RADIOACTIFS. — *Poole*. Quantité de chaleur dégagée par la pechblende, I, 145. — *Russel et Soddy*. Rayons  $\gamma$  du thorium et de l'actinium, I, 146. — *Mitchell*. Rapport des masses des substances radioactives en équilibre, I, 149. — *Kovarik*. Vie moyenne de l'actinium c, I, 248. — *Bergwitz*. Collecteur à ionium, I, 248. — *Sarrazin et Tommasina*. Faibles élévations de température et radioactivité induite, I, 302. — *Vilson*. Coefficient d'absorption du fer pour les rayons  $\gamma$ , I, 397. — *Bayer, Hahn et Meitner*. Rayon  $\beta$  du thorium, I, 510; Émission des rayons  $\beta$  par le radium D, I, 513. — *Fayans et Makover*. Radium C<sub>2</sub>, I, 512. — *Fayans*. Complexité du radium C, I, 512. — *Snow*. Variation de la distribution des particules  $\alpha$ , I, 671. — *Eve*. Absorption par l'air des rayons  $\beta$  du radium C, I, 673. — *Van den Broek*. Place des éléments radioactifs, I, 698. — *Hauser*. Effet des champs électriques et magnétiques sur la charge spontanée du polonium, I, 699. — *Campbell*. Id., I, 964; Rayons  $\delta$ , I, 838. — *Hauser*. Résistances de Bronson, I, 955. — *Gockel*. Mesure en ballon du rayon pénétrant, I, 710. — *Danyz*. Rayons  $\beta$  de la famille du radium, I, 772. — *Lennan et Macallum*. Intensité des radiations pénétrantes émises par la Terre, I, 930. — *Geiger et Muttall*. Portée des particules  $\alpha$ , I, 935. — *Moseley et Fayans*. Produits radioactifs à courte vie, I, 937. — *Jorissen et Woudstra*. Action du radium sur les colloïdes, I, 1059.

ÉMANATION. — *Geiger*. Transformation de l'émanation de l'actinium, I, 672. — *Titow*. Dosage de l'émanation du radium, I, 700. — *Herschfinkel*. Action de l'émanation du radium sur les sels de thorium, I, 768. — *Ramsay*. Id., I, 768. — *Leslie*. Poids moléculaire de l'émanation du thorium, I, 771. — *Antonoff*. Désintégration de l'uranium, I, 844. — *Boltwood et Rutherford*. Production d'hélium par le radium, I, 932. — *Rutherford et Geiger*. Transformation et nomenclature des émanations, I, 936.

### Ionisation.

IONISATION EN GÉNÉRAL. — *Campbell*. Détermination des capacités dans les mesures d'ionisation, I, 147. — *Righi*. Action ionisante probable du champ magnétique, I, 216. — *Millikan*. Mesure précise de la charge d'un ion isolé, I, 251. — *Przibram*. Charge des fumées de phosphore et des particules d'un brouillard, I, 252. — *Regener*. Charge des particules, I, 253. — *Schunemann*. Etat électrique de l'air dans les cavernes et les caves, I, 253. — *Greinacher*. Réceptiers d'ionisation, I, 336. — *Clo*. Effet de la température, I, 342. — *De Broglie et Brizard*. Ions produits dans l'air par le sulfate de quinine en voie d'hydratation, I, 391. — *De Broglie*. Distribution de l'ionisation dans un gaz, I, 481. — *Fuchtbauer*. Conductibilité de la vapeur saturée d'un métal alcalin, I, 416. — *Moreau*. Ionisation des vapeurs salines par un rayonnement corpusculaire, I, 477, 585. — *Blanc*. Ionisation par le phosphore, I, 477. — *Rutherford*. Dispersion des particules  $\alpha$  et  $\beta$  par la matière, I, 486. — *Vilson*. Émission de charges positives par les corps chauds, I, 494. — *Millikan et Fletcher*. Valence dans l'ionisa-

tion gazeuse, I, 595. — *Townsend*. Charge des ions gazeux, I, 672; Conduction des gaz, I, 1025. — *Townsend et Lodge*. Conductibilité des gaz, I, 933. — *Schmidt*. Conductibilité électrique des vapeurs salines, I, 686. — *Szivessy et Schafer*. Augmentation de conductibilité des diélectriques sous l'influence de la lumière ultraviolette, I, 690. — *Fredenhagen*. Emission d'électrons négatifs par le potassium et le sodium, I, 695. — *Reinganum*. Mobilité des ions dans les gaz, I, 706, 789. — *Chassy*. Conductibilité des gaz à la pression atmosphérique, I, 737. — *Besson*. Dissymétrie des ions positifs et négatifs relatifs à la vapeur d'eau, I, 768. — *Duane*. Masse des ions gazeux, I, 772. — *Rother*. Passage de l'électricité entre des conducteurs très rapprochés, 789. — *Franck et Westphal*. Valence dans l'ionisation des gaz, I, 931. — *Glasson*. Variation du pouvoir ionisant avec la vitesse des rayons cathodiques, I, 933. — *Seetiger*. Ionisation par les rayons canaux, I, 956. — *Berndt*. Ionisation sur l'océan Atlantique, I, 958. — *Lusby*. Mobilité des ions positifs dans les flammes, I, 1029. — *Todd*. Mobilité des ions positifs produits par le phosphate d'aluminium chauffé, I, 1030. — *Richardson*. Ions positifs émis par les sels chauffés, I, 1032. — *Becker*. Porteurs d'électricité dans les gaz, I, 1041. — *Haber et Just*. Emission d'un rayonnement électrique dans les réactions chimiques, I, 1041. — *Kleemann*. Nature et vitesse d'un ion dans un gaz, I, 1049.

IONISATION PAR LES CORPS RADIOACTIFS. — *Eve*. Ionisation de l'atmosphère d'origine radioactive, I, 451; Nombre des ions produits par les rayons  $\beta$  et  $\gamma$  du radium C, I, 929. — *Taylor*. Ionisation par les particules  $\alpha$  du polonium, I, 482. — *Wertenstein*. Rayonnement ionisant émis par le radium C, I, 584. — *Geiger et Kavarik*. Nombre relatif d'ions produits par les particules  $\beta$  de diverses substances radio-actives, I, 934.

NOYAUX DE CONDENSATION. — *Sachs*. Centres électrisés et noyaux de condensation engendrés par les radiations ultra-violettes, I, 323. — *Gwilymoven et Pealing*. Action de la lumière sur la vapeur d'iode, I, 483. — *Owen*. Noyaux de condensation dans l'air refroidi, I, 932.

PHOTO ET ACTINO-ÉLECTRICITÉ. — *Lénard et Saeland*. Action photo et actino-électrique chez les métaux alcalino-terreux, I, 68. — *Fleming*. Propriétés photoélectriques de l'alliage potassium-sodium, I, 81. — *Pohl et Pringsheim*. Effet photoélectrique normal et effet sélectif, I, 144. — *Ramsauer et Hauser*. Effet actinoélectrique chez les phosphores alcalino-terreux, I, 325. — *Elster et Geitel*. Cellules photoélectriques à cathode de potassium colorée, I, 862; Effet photoélectrique dans l'infra-rouge, I, 868. — *Goldmann et Kalandyk*. Recherches photo-électriques sur les diélectriques solides, I, 1044.

### Météorologie et Physique cosmique.

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *Guilbert*. Tempête du 13 mars 1911, I, 389. — *Hubert*. Pluies et orages au Soudan, I, 658. — *Bornstein*. Variation diurne de la pression de l'air dans le sol, I, 870.

MÉTÉOROLOGIE OPTIQUE. — *Birkeland*. Lumière zodiacale, I, 221. — *Galissot*. Absorption sélective de l'atmosphère, I, 305. — *Salet*. Absorption et diffusion de la lumière par les météorites, I, 394. — *Stormer*. Mesure photogrammétrique de l'altitude de l'aurore boréale, I, 478.

ELECTRICITÉ ATMOSPHERIQUE. — *Turpain*. Coup de foudre sur une antenne réceptrice, I, 372; Appareils enregistreurs et prévision des orages, I, 1005. — *Baldit*.

Charge électrique de la pluie, I, 390. — *Izes et Manchley*. Inducteur terrestre, I, 400. — *Przibram*. Charges portées par les particules des nuages, I, 421. — *Thorn-ton*. Foudre globulaire, I, 488. — *Rudge*. Electrification de l'air au voisinage des sources du Zambèze, I, 493. — *Le Cadet*. Origine des manifestations électriques des orages, I, 1022. — *Vallot*. Protection contre la foudre des observatoires de grande altitude, I, 1023.

MAGNÉTISME TERRESTRE. — *Angot*. Eléments magnétiques au Val-Joyeux au 1<sup>er</sup> janvier 1911, I, 135. — *Gaillard*. Influence de la vitesse sur le compas, I, 218. — *Bosler*. Courants telluriques et perturbations magnétiques, I, 221.

PHYSIQUE TERRESTRE. — *Bourgeois*. Cause d'erreur dans les appareils de mesure de base, I, 216 ; Détermination des coordonnées géographiques par la télégraphie sans fil, I, 830. — *Koch*. Stéthoscope comme baguette divinatoire, I, 247. — *Broca*. Mesure des angles géodésiques, I, 390. — *Guyon*. Tables de navigation, I, 655. — *Joly*. L'âge de la Terre, I, 835. — *Prescott*. Rigidité de la Terre, I, 927. — *Bénédicts*. Expérience du pendule de Foucault, I, 959. — *Geiger et Gutenbert*. Constitution interne du globe, I, 960.

*Berget*. Nouvelle machine à sonder, I, 659. — *l'ergne*. Théorie de la houle, I, 664.

SÉISMES. — *Angot et Fabry*. Tremblement de terre du 3 janvier 1911, I, 135. — *Rosenthal*. Id., I, 709. — *De Montessus de Ballore*. Application de la suspension à la cardan aux sismographes, I, 926 ; Répartition de la stabilité sismique en Bolivie, I, 1023. — *Angot*. Le tremblement de terre du 16 novembre 1911, I, 1023.

PHYSIQUE CÉLESTE. — *Parkurst*. Absorption dans l'espace, I, 76. — *Heyl*. Dispersion apparente de la lumière dans l'espace, I, 77. — *Esclangon*. Régulateur rotatif, I, 432. — *Kennett-Mies*. Pose et diamètre de l'image photographique d'un point, I, 339. — *Birkeland*. Phénomènes célestes et analogies expérimentales, I, 1021.

SOLEIL. — *Mitchell*. La vapeur d'eau dans les taches du soleil, I, 78 ; Observations récentes à Haverford, I, 78. — *Deslandres*. Mouvement des couches atmosphériques, I, 215, 767. — *Deslandres et Burson*. Id., I, 480. — *Deslandres et d'Azambuja*. Id., I, 774. — *Deslandres*. Explication des protubérances solaires, I, 578 ; Ionisation des gaz solaires, I, 658. — *Adams*. Photographies de taches solaires, I, 258. — *Hale et Adams*. Photographie du spectre éclair en dehors d'une éclipse, I, 260. — *Störmer*. Structure de la couronne solaire, I, 302, 305. — *Evershed*. Vitesse angulaire de rotation d'une protubérance solaire, I, 336. — *Slocum*. Mouvements généraux de l'atmosphère solaire, I, 341. — *Abbot et Aldrich*. Echelle pyrohéliométrique, I, 342. — *Abbot et Fowle*. Constante solaire, I, 495. — *Schesinger*. Classification des spectres solaires, I, 495. — *Pérot*. Spectroscopie solaire, I, 659. — *Miller*. Positions de certains courants coronaux, I, 596. — *Birkeland*. Le soleil et ses taches, I, 773 ; Constitution électrique du soleil, I, 831. — *Cotton*. Principe de Doppler et application à l'étude des vitesses radiales du soleil, I, 775. — *Julius*. Raies de H, de K et de Ca dans le spectre du disque solaire, I, 786. — *Saint-John*. Mouvement et état de la vapeur du calcium dans les taches solaires, I, 846. — *André*. Formation des soleils, I, 1016. — *Abbot*. Le spectre d'énergie du soleil et sa température, I, 1034.

PLANÈTES. — *Birkeland*. Anneaux de Saturne, I, 773.

ÉTOILES. — *Luizet*. Variation d'éclat de certaines étoiles, I, 133. — *Nordmann*.

Diamètres effectifs des étoiles, I, 133. — *Adam*. Spectres de Sirius, Procyon et Arcturus, I, 338. — *Albrecht*. Types spectraux des étoiles brillantes, I, 342. — *Frost*. Etoile nouvelle du Lézard, I, 779.

COMÈTES. — *Lagrange et Chrétien*. Spectre de la comète Kiess, I, 773. — *De la Baume-Pluvinel et Baldet*. Id., I, 773 ; Spectre de la comète Morehouse, I, 846. — *Bosler*. Spectre de la comète de Brooks, I, 1015. — *Iniguez*. Id., I, 1015. — *Lagrange et Chrétien*. Id., I, 1015.

NÉBULEUSES. — *Fath*. Spectre des nébuleuses spirales et des amas globulaires, I, 338. — *Fabry et Buisson*. Etude des nébuleuses, I, 394, 777.