

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

TOURS. — IMPRIMERIE DES LIS FRÈRES ET C^{ie}.

JOURNAL
DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

CONTINUÉ PAR ED. BOUTY

PUBLIÉ PAR

LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Directeur de la publication : AMÉDÉE GUILLET

CINQUIÈME SÉRIE

TOME IV — ANNÉE 1914.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

3, RUE DE LA SANTÉ (13^e)

1914

JOURNAL DE PHYSIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

QUELQUES RÉFLEXIONS ÉLÉMENTAIRES SUR LA THÉORIE CINÉTIQUE
DES GAZ PARFAITS ;

Par M. E. BOUTY.

1. L'hypothèse fondamentale de la théorie cinétique des gaz, à savoir le mouvement parfaitement irrégulier de molécules indépendantes, animées de vitesses de translation variables dans le temps et dans l'espace, dirigées également dans tout sens autour d'un point donné, avec une valeur moyenne égale en tous les points et dans toutes les directions, ne laisse pas que de paraître singulière aux débutants. C'est peut-être qu'on a négligé de leur faire apercevoir quelque origine possible de ces mouvements régulièrement désordonnés.

Dans une hypothèse mécanique, la vitesse de translation des molécules ne peut dériver que de l'action préalable de forces directement appliquées à ces molécules. Considérons, par exemple, le résultat de l'action de la pesanteur sur des masses ou molécules primitivement immobiles.

2. Soit d'abord une molécule unique de masse m abandonnée sans vitesse dans le vide, à une hauteur x au-dessus d'un sol que nous supposerons parfaitement élastique.

Soit g l'accélération de la pesanteur, supposée, pour plus de simplicité, invariable. En arrivant au sol, la molécule possédera une vitesse $\sqrt{2gx}$, rebondira à la hauteur x et viendra périodiquement frapper le sol à des intervalles $\theta = 2\sqrt{\frac{2x}{g}}$, abandonnant à chaque choc une quantité de mouvement $2m\sqrt{2gx}$, soit en tout, par unité de temps, une quantité de mouvement mg , indépendante de la hauteur de chute.

3. Prenons maintenant un grand nombre de molécules indépendantes distribuées d'abord arbitrairement à des niveaux quelconques. Soit M la masse totale primitivement contenue dans un cylindre dont l'axe est vertical, dont la section est l'unité et qui s'élève jusqu'à la limite de l'espèce d'atmosphère ainsi constituée. Si les molécules réparties à tous les niveaux sont tellement petites relativement à leurs distances moyennes originelles qu'elles n'aient aucune chance de se heurter, si nous les réduisons à de simples points matériels, elles arriveront verticalement au sol, chacune avec la vitesse qui correspond à sa hauteur de chute. En un point donné de l'espace passeront successivement des molécules descendantes (ou ascendantes) de vitesses différentes. La moyenne arithmétique de ces vitesses à un niveau quelconque dépendra de la distribution initiale des molécules ; mais leur ensemble exercera sur le sol une pression toujours égale à Mg , la même que si elles y reposaient directement.

Sur une paroi horizontale égale à l'unité, mais à différents niveaux, la pression décroîtra avec l'altitude, en raison des masses qui, placées primitivement au-dessous du niveau considéré, demeureront perpétuellement au-dessous de ce niveau et ne viendront jamais, par leur choc, contribuer à presser la paroi.

Sur une paroi verticale, la pression serait partout nulle. *Le principe de Pascal ne serait pas applicable à une atmosphère ainsi constituée.*

4. Les choses vont changer si nous attribuons des dimensions finies aux molécules, car alors les molécules ascendantes et descendantes arriveront de temps à autre à se rencontrer, et le choc a infiniment peu de chance d'être exactement central. Les molécules seront donc lancées de côté, arbitrairement.

Désormais une paroi, même verticale, recevra des chocs et, par suite, sera pressée. Avec le temps, les chocs se reproduisant d'une manière de plus en plus confuse, sur des molécules déjà plusieurs fois heurtées, les vitesses autour d'un point tendront de plus en plus à être également réparties dans toutes les directions. Cet état de confusion s'établira d'autant plus vite que les molécules seront plus grosses et plus nombreuses.

Ainsi, sous l'action seule de la pesanteur, se produira spontanément le genre de désordre organisé que suppose la conception de Bernoulli. La pression en un point donné deviendra indépendante de la direction (principe de Pascal), mais possédera toujours à chaque

altitude une valeur bien déterminée. Nous étudierons ultérieurement de plus près l'équilibre d'une atmosphère pesante (voir § 18).

5. Nous passons aux gaz proprement dits. A une pression même très petite le nombre de molécules par centimètre cube doit, on le sait, être considéré comme extrêmement grand, de telle sorte que la pression sur un élément de paroi plane ne subisse pas, dans les plus petites durées mesurables, de fluctuations accessibles à nos moyens d'observation.

La méthode qu'ont suivie les physiciens dans l'étude qui nous occupe, est une méthode d'approximations successives.

Au cours de cet article, nous nous en tiendrons à la première approximation. Nous admettrons, il est vrai, que les molécules ont des dimensions finies, puisque le principe de la transmission des pressions l'exige, mais ces dimensions devront demeurer telles que la somme des volumes propres des molécules ne soit qu'une fraction absolument négligeable du volume total occupé par le gaz. Nous admettrons encore que les molécules sont parfaitement élastiques ainsi que les parois solides avec lesquelles elles sont en rapport.

Il n'y aura donc jamais d'énergie mécanique perdue soit dans les chocs réciproques des molécules, soit dans leurs chocs sur les parois.

La pression étant expérimentalement la même sur une paroi d'acier poli ou de plomb, de carton ou de verre, nous sommes obligés d'admettre qu'une paroi, inélastique pour le choc de masses cohérentes, est, au contraire, d'une élasticité parfaite pour le choc de simples molécules. Cela tient sans doute à l'extrême petitesse des quantités de mouvement cédées à chaque choc. N'oublions pas, en effet, que les particules radioactives, animées de vitesses et, par conséquent, de forces vives incomparablement supérieures à celles que nous considérons ici, pénètrent et traversent les parois les plus résistantes.

Enfin nous devons supposer qu'en dehors des chocs élastiques, les molécules sont incapables d'agir à distance les unes sur les autres.

6. En ce qui concerne la constitution interne de la molécule, nous retiendrons d'abord, pour l'examiner de plus près, un cas particulier d'apparence paradoxale. Chaque molécule sera considérée à la fois comme un simple point matériel, et comme une sphère de dimensions très petites, mais finies.

En tant que point matériel, la molécule ne pourra posséder qu'un pur mouvement de translation.

En tant que sphère élastique, elle ne se laissera pas pénétrer par une autre molécule; son individualité s'étendra en tout sens à une distance égale à son rayon.

Il y aura donc des chocs latéraux. Mais ceux-ci sont supposés incapables de communiquer à la molécule un mouvement de rotation sur elle-même, mouvement auquel devrait correspondre une force vive particulière que nous excluons.

Nous ne nous inquiéterons pas de savoir comment une telle hypothèse peut se concilier avec les lois ordinaires de la mécanique (1). Comme dans beaucoup d'autres conceptions abstraites, on peut ne voir là qu'une image façonnée par nous pour demeurer compatible avec les faits expérimentaux à interpréter.

7. Nous n'insisterons pas sur l'établissement de la loi de Mariotte.

Puisqu'il s'agit simplement de faire la somme des quantités de mouvement cédées à une paroi dans l'unité de temps, nous pouvons supposer que toutes les molécules possèdent individuellement et d'une manière permanente une même quantité de mouvement invariable mu . Cela revient à prendre une moyenne à la fois dans le temps et dans l'espace. Il importe peu, pour l'objet particulier que nous poursuivons en ce moment, de savoir si les molécules considérées ont effectivement des masses m égales ou inégales. La démonstration s'appliquera sans changement à un mélange gazeux invariable.

On est aussi en droit de faire abstraction des chocs entre molécules, puisque, d'une part, la somme des quantités de mouvement demeure invariable dans chaque choc élastique et que, d'autre part, l'épaisseur des molécules étant, pour le moment, supposée négligeable, l'espace *libre* entre les molécules ne diffère pas d'une façon appréciable de l'espace *total* occupé par le gaz. On voit sans difficulté que le nombre de chocs sur la paroi ne dépend que de cet espace libre. Il importe peu que, par suite des chocs moléculaires, ce soit telle ou telle molécule qui arrive à la paroi, qu'elles y parviennent toutes un même nombre de fois, ou que ce soient seulement les plus rapprochées qui accaparent, en fait, la fonction de lui transmettre la pression.

En exprimant : 1° que le nombre de molécules dont la vitesse u

(1) Voir PERRIN, *les Atomes*, § 94, p. 223. — M. Perrin propose de relier l'impossibilité dont nous parlons ici à la théorie des quanta d'énergie.

fait avec la normale à la paroi des angles compris entre α et $\alpha + d\alpha$ est la fraction $\sin \alpha d\alpha$ du nombre total n des molécules ; 2° que la quantité de mouvement cédée à la paroi par chacune des molécules dans un choc unique est $2mu \cos \alpha$; 3° que le nombre de chocs assigné à chacune de ces molécules est réduit dans le rapport $\cos \alpha$, par suite de l'allongement de sa trajectoire (dans le rapport $\frac{1}{\cos \alpha}$), on arrive à la formule (1) :

$$pv = nmu^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \alpha \sin \alpha d\alpha = \frac{1}{3} nmu^2,$$

ou, si le volume v est supposé contenir l'unité de masse du gaz,

$$(1) \quad pv = \frac{1}{3} u^2.$$

8. Une hypothèse mécanique doit se suffire à elle-même. Si donc on veut appliquer celle-ci à des phénomènes réels, il faut donner une interprétation mécanique de chacune des grandeurs que les expériences à interpréter conduisent à définir.

Or, dans le cas actuel, l'expérience fournit entre les variables p et v la relation :

$$(2) \quad pv = RT,$$

applicable en première approximation, comme doit l'être notre formule (1).

Au point de vue de la théorie cinétique, la température T sera donc définie comme une grandeur proportionnelle au carré de la vitesse moyenne de translation des molécules.

Une quantité de chaleur Q fournie à un gaz donné ayant pour unique effet d'élever sa température T proportionnellement à Q et en raison inverse de la masse du gaz M à laquelle on l'applique, la quantité de chaleur Q est, au point de vue cinétique, une quantité proportionnelle à l'énergie cinétique $\frac{1}{2} Mu^2$.

(1) La simplification de Krönig consistant à considérer le tiers des molécules comme se mouvant normalement à la paroi, les deux autres tiers respectivement dans deux directions rectangulaires parallèles à la paroi, ne doit être considérée que comme un moyen mnémorique pour rappeler le résultat de cette intégration.

On peut, si l'on veut, identifier ces deux grandeurs. L'équivalent calorifique de l'unité d'énergie sera alors pris égal à 1.

La masse et la température seront deux facteurs de l'énergie.

9. L'expérience nous apprend qu'un gaz s'échauffe par la compression et se refroidit par la détente. Voilà encore un fait primordial à interpréter.

Nous admettrons (sauf à montrer un peu plus loin à la faveur de quel mécanisme cela s'opère), que le travail élémentaire $p dv$ produit par la détente du gaz est emprunté entièrement à la force vive de translation des molécules. Pour une masse de gaz égale à l'unité, on aura donc :

$$(3) \quad p dv = - d \left(\frac{1}{2} u^2 \right).$$

relation qui, combinée à (1) et (2), donne :

$$(4) \quad - \frac{dv}{v} = \frac{3}{2} \frac{d(u^2)}{u^2} = \frac{3}{2} \frac{dT}{T},$$

$$T v^{\frac{5}{3}} = C^{te}.$$

Si, dans la relation adiabatique bien connue :

$$(5) \quad T v^{\gamma-1} = C^{te},$$

nous faisons :

$$\gamma = \frac{C}{c} = \frac{5}{3},$$

nous retombons justement sur la relation (4).

L'hypothèse singulière développée au paragraphe 6 correspond donc expérimentalement au cas des gaz monoatomiques, pour lesquels les mesures exécutées par la méthode de Kundt donnent précisément :

$$\gamma = \frac{5}{3}.$$

10. Il nous reste à mettre en évidence la manière dont se fait le transport d'énergie de la masse du gaz au piston, ou inversement, c'est-à-dire à justifier l'équation (3).

Pour simplifier, nous supposerons l'unité de masse de gaz contenue dans un corps de pompe de section 1 et de hauteur v . Soit w la vitesse ascendante du piston supposée infiniment petite par rapport à u . Une molécule qui vient frapper normalement le piston avec la

vitesse u possède, par rapport à lui, une vitesse relative $u - w$. Après réflexion, elle possède une vitesse relative égale mais dirigée vers le bas, c'est-à-dire une vitesse absolue $-w + (u - w) = u - 2w$. Ainsi, par suite du choc, la vitesse a diminué de $2w$, l'énergie cinétique $\frac{1}{2} mu^2$, de $2muw$.

Pour une molécule dont la vitesse fait avec la normale l'angle α , la diminution est $2muw \cos \alpha$.

Pour obtenir la diminution totale de l'énergie cinétique après que toutes les molécules normales ont été réfléchies une seule fois, on opérera comme au paragraphe 7, en tenant compte : 1° de la répartition des molécules entre les cônes élémentaires ayant pour axe la normale à la paroi et correspondant à des valeurs égales de $d\alpha$, et 2° de la longueur des chemins parcourus. On sera conduit à la même intégration (1) que précédemment :

$$(6) \quad d\left(\frac{1}{2} u^2\right) = d\left(\sum \frac{1}{2} mu^2\right) = 2nmuw \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \alpha \sin \alpha d\alpha = \frac{2}{3} nmuw = \frac{2}{3} uw,$$

puisqu'il s'agit de l'unité de masse.

Notre intégration embrasse le temps employé par une molécule pour franchir l'espace $2v + dv$:

$$dt = \frac{2v + dv}{u}.$$

On a d'ailleurs :

$$w = \frac{dv}{dt}.$$

ou, aux infiniment petits près du second ordre :

$$(7) \quad w = \frac{udv}{2v}.$$

En définitive,

$$d\left(\frac{1}{2} u^2\right) = -\frac{1}{3} u^2 \frac{dv}{v},$$

ou, d'après (4),

$$d\left(\frac{1}{2} u^2\right) = -pv \cdot \frac{dv}{v} = -p dv.$$

(1) Il serait donc loisible d'appliquer à ce cas la simplification de Kronig.

Nous retombons ainsi sur l'équation (3) exprimant le principe de la conservation de l'énergie qu'il s'agissait de justifier dans l'espèce.

11. Tout ce qui précède n'a été établi que pour un gaz monoatomique.

Pour constituer un gaz polyatomique, nous formerons la molécule par le groupement de plusieurs atomes auxquels nous pouvons laisser individuellement les propriétés spécifiées au paragraphe 6. Mais nous admettrons que les atomes, inactifs en dehors de la molécule, sauf à l'instant des chocs, sont liés par des actions réciproques, analogues en quelque manière à celles qui s'exercent entre les composantes d'une étoile double en vertu de la gravitation.

Soit une molécule prise isolément. C'est pour nous un système dont chaque élément se meut sur une orbite de dimensions moléculaires en même temps que le centre de gravité du système est animé d'un mouvement de translation de vitesse u . Il y a donc, en ce cas, à distinguer l'énergie de translation et l'énergie orbitale ou vibratoire de la molécule.

12. Quand une molécule ainsi constituée vient à heurter une paroi, sous un angle déterminé α , les vitesses orbitales de ses éléments ont des directions quelconques par rapport à la vitesse du centre de gravité. Le choc sera donc, en général, accompagné d'une déformation des orbites : il pourra y avoir augmentation ou diminution de la force vive de translation aux dépens ou au profit de l'énergie cinétique orbitale, suivant les hasards de la phase. Mais en moyenne, sur un grand nombre de réflexions subies par la même molécule, il s'établira une compensation telle que l'énergie orbitale moyenne sera une fraction bien déterminée de l'énergie totale moyenne, la même pour toutes les molécules. Il en sera de même si nous considérons les chocs de molécule à molécule (1). Les modifications dues à un grand nombre de chocs se compenseront. En définitive, le seul élément régulier qui intervienne pour déterminer la valeur de la pression supportée par une paroi, c'est la vitesse moyenne u du mouvement de translation.

Il n'y a donc rien à changer au calcul de la pression (§ 7). La relation (1) peut être appliquée telle quelle au cas des gaz polyatomiques.

(1) Nous supposons, pour le moment, que la violence des chocs n'est jamais suffisante pour détacher un atome du système auquel il appartient. Il n'y aura donc ni molécules incomplètes, ni atomes libres circulant entre les molécules et susceptibles d'être captés à la faveur d'un choc.

13. Il n'en est pas de même en ce qui concerne la relation adiabatique.

La façon dont se fait le partage entre l'énergie de translation et l'énergie orbitale dépend essentiellement de la constitution de la molécule. C'est une propriété spécifique.

Nous désignerons par K le rapport de l'énergie totale à l'énergie de translation. La constante spécifique K , égale à 1 pour les gaz monoatomiques, est en général plus grande que 1, et doit l'être d'autant plus que le nombre des atomes semblables ou dissemblables réunis dans la molécule est lui-même plus grand.

14. Dans le cas d'un gaz polyatomique, le travail de la détente $p dv$ ne peut faire varier u^2 sans modifier aussi la force vive orbitale, de telle sorte que le rapport K demeure inaltéré. A l'équation (3) il faut donc substituer l'équation (3 bis) :

$$(3 \text{ bis}) \quad p dv = - K d \left(\frac{1}{2} u^2 \right).$$

exprimant que le travail $p dv$ est emprunté aussi bien à la force vive orbitale qu'à la force vive de translation.

On est ainsi conduit à une nouvelle formule adiabatique :

$$(4 \text{ bis}) \quad T v^{\frac{2}{K}} = C^{te}.$$

En identifiant celle-ci avec la formule (5) :

$$(5) \quad T v^{\gamma-1} = C^{te},$$

on relie les constantes spécifiques K et γ par la relation

$$(8) \quad \gamma = \frac{2 + 3K}{3K}.$$

Cette relation définit, dans la théorie cinétique, le rapport des chaleurs spécifiques sous pression constante et sous volume constant.

La valeur maximum de γ , égale à $\frac{5}{3}$, correspond à $K = 1$, c'est-à-dire aux gaz monoatomiques.

15. L'échauffement d'un gaz à volume constant, que nous devons envisager maintenant, peut s'exercer soit par contact à la faveur d'une conductibilité calorifique des parois solides qui l'enserrent, soit par rayonnement à travers les parois.

Pour interpréter mécaniquement la transmission de chaleur par contact, nous ne pouvons nous dispenser de recourir à une théorie cinétique des solides. On supposera par exemple que les molécules solides vibrent sans s'écarter sensiblement de positions d'équilibre fixes. Dans ces conditions, que nous n'essaierons pas de préciser davantage, on conçoit que l'échange de forces vives résultant du choc d'une molécule gazeuse sur une molécule solide puisse se traduire en moyenne soit par un gain, soit par une perte d'énergie de la molécule gazeuse. Quand les gains compensent en moyenne les pertes, on dit qu'il y a équilibre thermique entre le gaz et la paroi. A la faveur de cet équilibre, la réflexion des molécules gazeuses sur la paroi obéit en moyenne à la loi que nous avons admise au paragraphe 7. Si l'équilibre thermique est rompu, la réflexion s'accomplit d'après des lois analogues à celles de la réflexion sur une paroi en mouvement (§ 13 et 14); au contact d'une paroi chaude, la vitesse moyenne des molécules réfléchies augmente comme par le choc sur un piston qui comprime; de même elle diminue au contact d'une paroi froide, et le processus se continue, jusqu'à ce que l'équilibre thermique soit rétabli.

16. Le cas du rayonnement est infiniment plus embarrassant. Nous ne pouvons cependant nous dispenser de l'aborder. Il nous oblige à mettre en cause une *action mécanique* des radiations, c'est-à-dire, au fond, une théorie cinétique de l'éther lumineux lui-même.

Maxwell a déduit de sa théorie électromagnétique de la lumière l'existence d'une pression de radiation, manifestée ensuite expérimentalement par Lebedeff. Cette pression se rattache assez simplement aux lois de la thermodynamique; mais les démonstrations qu'on en donne laissent dans l'ombre le mécanisme intime en vertu duquel elle s'exerce. Nous allons faire intervenir cette pression.

Si le rayonnement solaire pénètre, à travers une paroi de quartz, dans une enceinte contenant un gaz, la pression exercée par la radiation sur chaque molécule individuellement, doit lui communiquer une impulsion dans le sens de la propagation: la vitesse de la molécule augmente. L'absorption d'énergie, l'élévation de température qui en résultent seront proportionnelles à la section droite de la molécule, au carré de son rayon, si nous avons affaire à la molécule monoatomique sphérique du paragraphe 6.

D'autre part la radiation diffuse des parois d'une enceinte close en équilibre de température ne produira sur une molécule que des

actions également dirigées en tout sens, dont la résultante sera nulle.

17. Mais si les considérations qui précèdent nous mettent en présence d'une action mécanique des radiations susceptible de fournir ou d'enlever de l'énergie cinétique aux molécules même monoatomiques, elles ne nous expliquent pas l'absorption ou l'émission sélectives que nous révèle la constitution des spectres gazeux. Il paraît clair qu'il faut invoquer ici des phénomènes de résonance. On serait donc tenté de faire entrer en jeu les vibrations orbitales dont nous avons admis l'existence dans les molécules polyatomiques, si nous ne nous étions précisément interdit d'introduire quoi que ce soit d'analogue dans la constitution des molécules monoatomiques, dont l'énergie cinétique est purement de translation. Rappelons que le spectre des gaz monoatomiques ne paraît nullement se distinguer des autres spectres par un moindre degré de complication. L'émission ou l'absorption sélective des gaz mono et polyatomiques doit donc être reliée essentiellement aux mêmes causes. Elle tient certainement à la constitution des atomes eux-mêmes.

Nous savons du reste aujourd'hui que l'atome est un système complexe, possédant une énergie interne sans doute incomparablement supérieure à celles qui se manifestent couramment par les échanges de chaleur et de travail et que notre théorie cinétique fait entrer en jeu. Il serait donc puéril de se dissimuler tout ce que cette théorie, d'ailleurs si suggestive, présente de provisoire et d'incomplet (1). Elle n'est peut-être, par rapport à la théorie plus parfaite qu'on commence à soupçonner aujourd'hui, que ce que pouvait être la théorie du calorique par rapport à notre théorie cinétique elle-même.

18. Restant dans le domaine, d'ailleurs si large, où la théorie cinétique se montre féconde, nous terminerons ces réflexions élémentaires par une application simple. Nous allons considérer l'équilibre adiabatique d'une atmosphère soumise aux seules forces de gravité.

Nous supposerons à la surface d'un astre immobile une atmosphère en équilibre *soustraite à toute espèce de rayonnement*. A la surface de cet astre règne une température uniforme T_0 . Dans toute la hauteur de l'atmosphère l'accélération g de la pesanteur est supposée invariable.

(1) On sait que la loi de l'émission des corps noirs est incompatible avec celle de l'équipartition de l'énergie entre les divers degrés de liberté d'un système, et que c'est précisément pour sortir de cette impasse qu'a été imaginée la théorie des quanta d'énergie.

Si l'on imagine qu'une masse de gaz égale à l'unité passe de la limite supérieure de l'atmosphère (à la distance h du sol) au niveau x , l'équilibre ne sera pas troublé si l'énergie de chute est juste suffisante :

1° Pour communiquer aux molécules l'énergie cinétique totale (de translation et de vibration) qu'elles possèdent normalement au niveau x ;

2° Pour ouvrir une place libre, de volume v , à la masse de gaz qui vient ainsi se substituer à une autre. Il faut pour cela repousser la pression p qui règne au niveau x , c'est-à-dire fournir un travail pv .

On doit donc avoir

$$(8) \quad g(h - x) = K \frac{u^2}{2} + pv;$$

et puisque $pv = \frac{1}{3} u^2 = RT$,

$$(9) \quad g(h - x) = \left(\frac{K}{2} + \frac{1}{3} \right) u^2 = \frac{3K + 2}{2} RT.$$

On voit ainsi immédiatement que la température absolue est une fonction linéaire décroissante de la hauteur. Pour $x = h$, $T = 0$, et pour $x = 0$,

$$(10) \quad h = \frac{3K + 2}{2g} RT_0,$$

ce qui donne la hauteur de l'atmosphère. Il suffit de remplacer K par sa valeur en fonction de γ pour obtenir la formule habituelle ⁽¹⁾ :

$$h = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{RT_0}{g}.$$

(1) On sait les complications qui résultent, pour notre atmosphère, de la présence de la vapeur d'eau, et surtout des alternances de la radiation solaire et de la continuité de la radiation du sol. C'est sans doute en grande partie à l'absorption inégale de ces diverses radiations que se rattache l'interprétation de la couche isotherme épaisse découverte par Teisserenc de Bort au-dessus de 10 à 12 kilomètres d'altitude, et dont la forme et l'étendue sont encore mal connues.

RÉSONANCE ET DIFFUSION SÉLECTIVE SUPERFICIELLE DE LA VAPEUR
DE SODIUM POUR LES RAIES D ⁽¹⁾;

Par M. L. DUNOYER.

INTRODUCTION.

1. On sait que la lumière blanche d'un arc au charbon est apte à provoquer dans de la vapeur de sodium suffisamment pure une fluorescence orangée ⁽²⁾, qui provient de la résonance optique du sodium pour la lumière qui caractérise ce métal. La région de l'arc qui avoisine le charbon négatif est beaucoup plus propre que le caractère positif à faire apparaître cette fluorescence.

En utilisant cette source, j'ai constaté, il y a déjà plus d'une année, que la surface du tube par laquelle pénètre la lumière s'illumine brillamment, lorsqu'on l'observe du côté antérieur, c'est-à-dire du côté même par où la lumière arrive. Cette lueur, orangée, est très diffusée et occupe une surface notablement plus étendue que la trace ou la section droite du faisceau lumineux exciteur. Examinée par l'extrémité du tube, dont la région moyenne, par où pénétrait la lumière, était seule chauffée, de sorte que l'observation en bout se faisait néanmoins à travers une couche de vapeur peu épaisse, la lueur superficielle paraissait n'avoir aucune épaisseur observable; c'est-à-dire qu'elle était invisible. Par contre, la section droite tout entière du tube était remplie d'une lueur orangée, beaucoup moins intense que la lueur superficielle dont il vient d'être question. Cette lueur ne marquait donc en aucune façon le parcours géométrique du faisceau lumineux exciteur.

J'ai pu constater, dans ces premières expériences, que les différentes parties de la flamme de l'arc sont très inégalement efficaces pour produire la résonance superficielle, même dans une section transversale de cette flamme. Le bord en est particulièrement riche en radiations excitatrices.

L'intensité de ces radiations, c'est-à-dire des raies D fournies par les impuretés des charbons, varie beaucoup également avec le ré-

⁽¹⁾ Communication faite à la Société française de Physique : séance du 21 novembre 1913.

⁽²⁾ L. DUNOYER, *le Radium*, IX (1912), 477.

J. de Phys., 5^e série, t. IV. (Janvier 1914.)

gime de l'arc. Elle est d'autant plus grande que les charbons sont plus écartés.

On pouvait espérer obtenir une excitation plus puissante en mettant un peu de chlorure de sodium dans le cratère positif de l'arc. Mais c'est le contraire qui s'est produit. La couleur jaune de la lumière émise s'est trouvée considérablement accrue, tandis que la résonance superficielle était moins intense que dans les premières expériences.

Ce fait, joint à la fâcheuse irrégularité des propriétés excitatrices de l'arc, m'ont conduit à adopter comme source de lumière la flamme du bec Bunsen colorée en jaune par l'introduction de sel marin.

EXCITATION PAR LES FLAMMES COLORÉES.

2. Appareillage. — (a) *Pulvérisateur*. — J'ai employé à cet effet le procédé de pulvérisation devenu classique depuis les travaux de M. Gouy. La figure 1 représente l'appareil dont je me suis servi ;

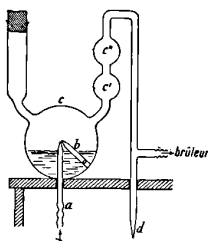


FIG. 1.

l'air comprimé arrive par le tube *a* ; la solution saline pénètre dans le tube effilé *b* par un petit orifice latéral pratiqué à la partie inférieure de ce tube ; le jet des gouttelettes liquides vient se briser sur la paroi de la boule *c*, qui a 6 à 7 centimètres de diamètre et où les plus grosses gouttes sont retenues ; les boules *c'* et *c''*, de 2 à 3 centimètres de diamètre, arrêtent les gouttes de grosseur moyenne qui pourraient à la longue remplir de liquide l'orifice d'arrivée du gaz d'éclairage dans le brûleur ; du reste, le liquide, qui pourrait arriver à se condenser dans le tube *d*, se rassemblerait à la partie inférieure de ce tube. En fait, l'appareil peut servir, avec une très grande régularité, pendant un nombre d'heures considérable sans que l'on ait à y

toucher. Il a l'avantage d'être très peu encombrant; le courant d'air fourni par une petite machine soufflante à eau suffit à l'actionner.

Le brûleur employé est un bec Meker du modèle ordinaire dont les orifices pour l'arrivée de l'air sont fermés par de petits bouchons, sauf un sur lequel est soudé un tube de laiton relié au pulvérisateur par un raccord en caoutchouc.

(b) *Appareil de chauffage.* — Les premières expériences rapportées ci-dessus étaient faites en chauffant le tube contenant le sodium avec un Bunsen tenu à la main et rapidement promené tout autour. Ce procédé est inacceptable lorsqu'il s'agit de faire une étude prolongée ou de prendre une photographie. Mais le choix d'un dispositif de chauffage propre à l'observation commode de la résonance et donnant une température uniforme dans le volume occupé par le ballon n'est pas chose aisée. Après avoir renoncé aux étuves, qui ne permettent pas l'examen commode dans toutes les directions et dans lesquelles des condensations métalliques de sodium se produisent trop souvent devant les fenêtres qui servent à l'observation, j'ai employé un système beaucoup plus simple et plus pratique, mais qui ne donne pas, il est vrai, une température absolument uniforme. Il consiste à placer le petit ballon à résonance, limité à un diamètre de 6 à 7 centimètres, dans le courant de gaz chauds qui s'élèvent d'un gros brûleur Meker, canalisés au moyen du dispositif que représente la figure 2. Le tube canalisant est constitué par un gros tuyau en terre réfractaire, de 5 centimètres de diamètre et de 30 centimètres de longueur environ, qui pénètre dans le fond d'un grand creuset en terre réfractaire également. Le tout est recouvert d'un enroulement de grosse corde d'amiante. Dans l'orifice supérieur du creuset, large de 10 à 11 centimètres, est placé le petit ballon, qui est tenu par les pointes scellées, enfilées dans deux boucles aux extrémités de fils de fer en zigzag cimentés eux-mêmes sur les bords du creuset. Ce mode de fixation, très simple et très commode, permet de placer le ballon, qui reçoit les gaz chauds sur tout son hémisphère inférieur, exactement à l'endroit où l'on veut; il suffit de tordre plus ou moins les fils de fer.

Pour rendre la température plus uniforme, on place à 3 ou 4 centimètres au-dessus du ballon un écran en carton d'amiante; on peut aussi, à condition de la chauffer d'une manière suffisamment progressive, placer une glace qui permet d'observer par-dessus, tout en protégeant l'observateur de l'arrivée directe des gaz; il est tou-

tefois nécessaire alors de placer au fond du creuset un écran en tôle, comme celui que représente la figure en pointillé, pour éviter la lumière émise par la flamme du brûleur de chauffage.

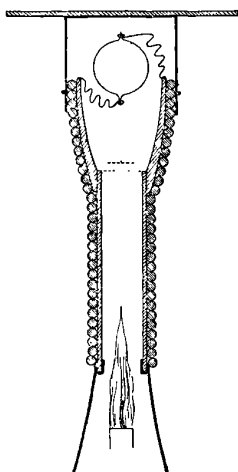


FIG. 2.

Celui-ci est placé au-dessous du tube de terre; on peut régler la température en faisant varier la hauteur de la flamme. Ce serait une erreur de croire qu'on obtient les températures les plus élevées à la partie supérieure en plaçant le brûleur très haut; il se forme en effet un appel d'air extérieur, qui est entraîné par le courant de gaz chauds et qui est d'autant plus violent que l'orifice du brûleur est plus près de celui du tube de terre. Avec un gros bec Meker de 30 millimètres (27 millimètres de diamètre de flamme), on trouve facilement une position qui permet d'atteindre à l'orifice du creuset une température de 350 à 380°. Ces températures sont suffisantes pour notre objet. Si l'on veut aller plus haut, il faut diminuer l'appel d'air extérieur déterminé par le brûleur; il suffit pour cela d'amener son orifice au niveau de l'orifice inférieur du tube de terre et de limiter par un écran d'amiante l'espace annulaire laissé libre entre eux. On peut facilement de cette manière dépasser 400°.

Quant à l'uniformité de la température dans le volume occupé par le ballon, des mesures avec un couple thermo-électrique dont la soudure était régulièrement déplacée à sa surface m'ont permis de m'assurer qu'elle était réalisée d'une manière suffisante pour ces expé-

riences, c'est-à-dire à 30 ou 40° près. La région la plus froide n'est pas généralement le sommet du ballon; le sodium métallique se condense presque exclusivement sur une plage peu étendue un peu en dessous du sommet et du côté le plus près du bord du creuset. En excentrant le ballon de quelques millimètres, il est ainsi facile de produire cette condensation en un point où elle ne soit aucunement gênante.

Il convient d'ailleurs de ne mettre dans le ballon qu'une quantité de sodium aussi faible que possible. Elle y était introduite par distillation dans le vide de sodium pur, en suivant les précautions techniques pour l'épuisement des gaz occlus par les parois et par le métal à distiller déjà indiquées dans mes recherches antérieures.

(c) *Système optique d'éclairage*. — Pour étudier la résonance superficielle, j'ai constamment suivi la méthode consistant à former sur la paroi du petit ballon l'image d'une fenêtre pratiquée dans une cheminée métallique entourant la flamme sodée alimentée par le pulvérisateur. Il fallait donner à cette image l'intensité la plus grande possible sans sacrifier la netteté de ses contours afin de n'être pas exposé à attribuer au phénomène de résonance lui-même et à la résonance secondaire des effets de dégradé ayant simplement leur origine dans une mauvaise définition géométrique du faisceau exciteur. Il fallait encore que cette image fût assez étendue et se formât à une distance assez grande, 20 centimètres au moins, du système optique, en raison de la nécessité d'éloigner ce système du dispositif de chauffage et de pouvoir observer la résonance dans une direction aussi voisine que possible de celle de la lumière incidente. Ces diverses conditions conduisaient à des verres de grande dimension et prohibaient comme beaucoup trop coûteux l'emploi d'un objectif de même type que les objectifs photographiques.

J'ai donc été amené à construire un objectif de grande ouverture, pratiquement dénué d'aberrations sphériques pour la raie D, en sacrifiant l'achromatisme (ce qui n'a pas d'importance puisqu'ils'agit de lumière monochromatique), et les conditions de planéité et d'étendue de champ (ce qui n'en a pas non plus, puisque l'on utilise seulement une source et une image limitées au voisinage de l'axe principal). Celui que j'ai établi ⁽¹⁾ est formé, comme l'indique la figure 3, de

(1) Voir au sujet de ces objectifs ou condenseurs : L. DUNOYER, *Sur l'aberration de sphéricité dans les objectifs* (*J. de Phys.*, III, 468 ; 1913).

quatre lentilles constituant deux groupes symétriques, chaque groupe comprenant un ménisque aplanétique et une lentille biconvexe d'aberration minima. Le ménisque aplanétique est tel que le centre de courbure de la face concave coïncide avec celui des points aplanétiques du dioptré constitué par la deuxième face qui en est le plus voisin. Quant à la lentille biconvexe, elle est d'aberration minima pour un faisceau parallèle tombant sur sa face extérieure, c'est-à-dire opposée au ménisque qui lui est adjoint. L'écartement des deux lentilles et la distance focale de la lentille biconvexe sont choisies d'après la remarque suivante.

Le ménisque frontal possède deux points aplanétiques, le centre C_1 de sa face concave et un deuxième point, I' , plus rapproché; l'aberration sphérique de l'image fournie par le ménisque pour un point compris entre eux est positive, c'est-à-dire de signe contraire à celle que produit la lentille biconvexe d'aberration minima qui suit le ménisque et rend le faisceau parallèle. Avec un seul ménisque, la compensation rigoureuse des deux aberrations n'est pas possible; mais, en plaçant le point lumineux objet dans la position M qui correspond au *maximum* de l'aberration positive du ménisque, la compensation peut être approchée d'une manière très satisfaisante. Le deuxième groupe de lentilles, symétrique du premier, fait converger le faisceau parallèle qui sort du premier groupe en une image égale à l'objet et à peu près dénuée d'aberration sphérique en

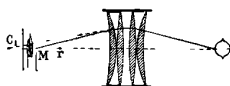


FIG. 3.

son centre. La figure 4 reproduit des photographies de quadrillage prises avec l'objectif qui m'a servi dans les présentes recherches, de 11 centimètres de diamètre, avec une distance frontale, entre l'objet ou l'image et la première lentille, de 25 centimètres; pour la photographie *a*, on s'est servi de la lumière de la flamme sodée, et pour *b* de la radiation indigo (4915) de l'arc au mercure. La netteté est convenable, dans les deux cas, sur un cercle de 30 millimètres de diamètre environ, ce qui est largement suffisant pour notre objet. Cela fait prévoir que l'on pourrait sans doute obtenir avec cet objectif, en intercalant un prisme entre les deux groupes symétriques de lentilles, un spectrographe ou un éclaireur monochromatique qui

serait extrêmement lumineux. L'absence d'achromatisme des objets obligerait simplement à incliner la plaque photographique.

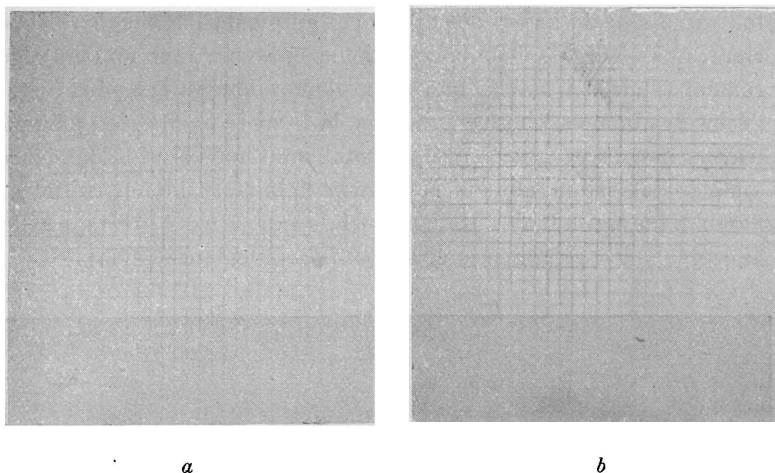


FIG. 4.

Photographies d'un quadrillage obtenues avec un condenseur de 11 centimètres de diamètre et 25 centimètres de distance frontale.

a. Source de lumière : flamme sodée ;

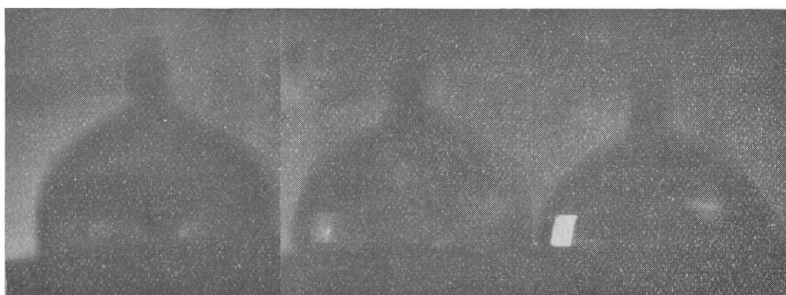
b. Source de lumière : radiation 4915 de l'arc au mercure.

3. Expériences. — Une fois muni des dispositifs précédents, il m'a été facile d'observer et de photographier les phénomènes de résonance superficielle auxquels donne lieu la vapeur de sodium.

En appliquant sur la paroi du ballon une feuille de papier blanc, on règle les positions de la source lumineuse et du condenseur de manière à former sur cette feuille de papier une image nette de la fenêtre pratiquée dans la cheminée qui entoure la flamme sodée. Si l'on enlève la feuille de papier, on constate que l'image de la fenêtre est pratiquement invisible sur la paroi de verre, lorsque le ballon, froid, est neuf et propre. C'est ce qu'indique la figure 5 *a* qui reproduit une photographie prise à froid⁽¹⁾. L'appareil photographique

(1) Je me suis servi pour ces photographies d'un objectif construit exactement sur le même principe que celui qui fournit l'image de résonance; il a 57 millimètres de diamètre et donne une image égale à l'objet, avec une distance frontale de 25 centimètres. Un appareil de fortune établi dans ces conditions est bien préférable pour ce genre de photographie aux appareils ordinaires, construits pour la photographie à grande distance ou aux appareils de reproduction et d'agrandissement où l'étendue de champ à couvrir exige une ouverture faible.

était orienté de manière à ne pas recevoir la lumière réfléchie régulièrement par la paroi du ballon. La mise au point était faite au moyen de l'image formée sur la feuille de papier blanc. Le contour apparent du ballon n'est donc pas au point; l'hémisphère supérieur, qui émerge du four, se détache en sombre sur un fond légèrement éclairé. Ajoutons que pour donner une valeur plus juste à l'éclat des images photographiques, la lumière excitatrice passait à travers une cuve à faces parallèles contenant une solution de bichromate de potassium, afin de supprimer la lumière bleue propre à la flamme. La petite tache blanche visible sur le côté droit du ballon était due à une réflexion intérieure imparfaitement évitée.



a

b

c

FIG. 5.

Photographies de la résonance superficielle de la vapeur de sodium. Temps de pose 7 minutes.

- a. Ballon froid;
- b. Ballon à 150°;
- c. Ballon à 300°.

Les choses étant disposées comme il vient d'être dit, on allume le bec Meker placé à la partie inférieure du four à air chaud. Dès que la température au voisinage de la surface du ballon atteint une centaine de degrés, la résonance de la vapeur devient visible. Elle présente à basse température un aspect extrêmement diffus; la traversée du ballon tout entier par le faisceau excitateur est visible; mais le contour de ce faisceau n'est marqué que d'une manière très floue; une lueur de résonance semble remplir presque tout le ballon. Si l'on regarde du côté antérieur, le contour précis de l'image, sur la paroi, reste invisible; la résonance intérieure, en volume, apparaît seule.

Lorsque la température s'élève et atteint, par exemple, 150°, ce

contour commence à apparaître, en restant cependant entouré d'une auréole, et sans que le faisceau intérieur cesse d'être visible; c'est ce qu'indique la figure 5_b. Le contour du faisceau intérieur prend cependant plus de netteté, en même temps que son intensité diminue.

Enfin, lorsque la température atteint 250°, l'image formée sur la paroi apparaît avec un éclat croissant, en prenant des contours d'autant plus nets que la température est plus élevée. Les figures 5_c et 6, qui se rapportent à une température de 300° environ, montrent que les contours de l'image produite par la résonance superficielle sont aussi nets que ceux de l'image formée sur une feuille de papier blanc. Les images de la figure 6 représentent en effet (a) la résonance superficielle photographiée avec des poses croissant de 1 à 14 minutes, et (b) l'image formée sur une feuille de papier blanc appliquée sur la paroi du ballon, avec des poses de 1 à 14 secondes. La netteté des contours n'est pas la moindre dans le premier cas.

Pour ces températures, le passage du faisceau excitateur au milieu du ballon est d'autant moins visible que la température est plus élevée. Il est généralement facile d'en obtenir la disparition complète. Je dis généralement parce que cela dépend, dans une assez large mesure, de la teneur de la solution saline qui sert à l'alimentation de la flamme.

Les expériences n'ont pu être utilement poussées au-dessus de 350° parce que le brunissement du verre est alors si rapide que l'éclat de la résonance superficielle devient en quelques instants égal ou même inférieur à ce qu'il est pour une température moindre. Aux températures comprises entre 250 et 300°, on peut travailler pendant plusieurs dizaines d'heures sans être notablement gêné par le brunissement.

4. Propriétés diffusantes des couches superficielles. — Tels sont les faits principaux que fournit l'observation de la résonance superficielle du côté antérieur, en *dehors* du faisceau lumineux régulièrement réfléchi par la paroi du ballon. Il convient de leur adjoindre les remarques suivantes.

A une température suffisamment haute pour que l'image superficielle soit le seul phénomène visible de résonance, l'éclat de cette image paraît exactement le même, quelle que soit la position que l'œil occupe, du côté antérieur, par rapport au plan tangent au ballon au

point où l'on produit l'image de résonance. Les premières couches de vapeur traversées par la lumière excitatrice fonctionnent donc comme un diffuseur parfait pour les raies D, ce qui conduit nécessairement à admettre que les résonateurs moléculaires mis en mouvement par l'onde incidente réémettent à leur tour de la lumière de même longueur d'onde dans toutes les directions. Seulement cette émission est inobservable derrière le plan tangent en question.

Cela est-il dû à ce que le rayon visuel doit alors traverser une certaine couche de vapeur, qui absorberait la lumière émise par les résonateurs? C'est l'explication la plus simple; elle concorde aussi avec le fait qu'il est impossible d'observer un phénomène de résonance superficielle sur la paroi du ballon la plus éloignée de la source, en en formant l'image sur cette paroi. La traversée du ballon a privé le faisceau lumineux de ses propriétés excitatrices. Mais, si l'absorption de la lumière excitatrice est dans ce cas probablement totale en raison de l'épaisseur de la couche traversée, il n'en va pas nécessairement de même dans la couche extrêmement mince où se produit l'image de résonance sur la paroi antérieure. Il est possible, conformément aux idées de M. Planck, que la réémission apparente de la lumière du côté antérieur seul soit due à un phénomène d'interférence entre le faisceau excitateur et la lumière de résonance dans la direction où le premier se propage. C'est là un point que j'espère pouvoir élucider bientôt, par une méthode qui me permettra en même temps, je pense, de déterminer l'épaisseur de la couche dans laquelle se produit, à une température donnée, l'image de résonance superficielle.

5. **Éclat relatif de la résonance superficielle.** — Si les premières couches de vapeur rencontrées par la lumière incidente fonctionnent comme un diffuseur parfait, il s'en faut cependant que ce diffuseur ait toujours un rendement égal à l'unité. Il est même notablement moindre que celui du papier blanc. En d'autres termes, la résonance superficielle observée est tout à fait semblable à ce que l'on verrait si la paroi interne du ballon, sur laquelle on forme l'image de la source, était tendue non de papier parfaitement mat et parfaitement blanc, mais de papier *gris*.

C'est ce que montrent déjà d'une manière qualitative les deux séries de photographies de la figure 6, puisque, avec une pose de 14 secondes, la photographie de l'image formée sur une feuille de papier blanc est

d'une intensité intermédiaire entre celles que fournit la résonance superficielle avec des poses de 3 et de 5 minutes. Si le noircissement photographique était proportionnel au temps, on pourrait conclure de là que, dans les conditions où ces photographies ont été faites, l'éclat de la résonance superficielle est de 13 à 20 fois plus faible que celui du papier blanc éclairé de la même façon.

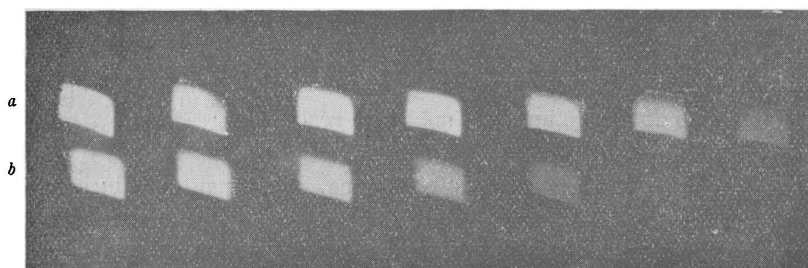


FIG. 6.

Éclats relatifs de la résonance superficielle de la vapeur de sodium et d'une feuille de papier blanc éclairée de la même façon. Les temps de pose croissant de droite à gauche.

a. Résonance superficielle ; temps de pose : 14, 9, 7, 5, 3, 1 minutes.

b. Feuille de papier blanc ; temps de pose : 14, 9, 7, 5, 3, 1 secondes.

On peut obtenir un résultat plus exact en prenant sur la même plaque, d'une part, une photographie de la résonance superficielle et de l'autre une série de photographies de l'image formée sur la feuille de papier blanc, obtenues toutes avec le même temps de pose, mais en diaphragmant de plus en plus l'objectif photographique. La comparaison de l'image de résonance et de celle qui est de même intensité dans l'autre série a conduit à $\frac{1}{18}$ environ pour l'éclat relatif de la première (1).

Cet éclat relatif varie d'ailleurs beaucoup suivant les conditions de l'expérience, en particulier suivant la teneur en chlorure de sodium de la solution saline qui sert à colorer la flamme. Il est visible, sans faire aucune mesure, que *plus la flamme est riche en sodium, plus cet éclat relatif est faible*. Avec une solution extrêmement diluée, par exemple en mettant une goutte d'une solution à peu près saturée dans le pulvérisateur préalablement rempli d'eau pure, on obtient

(1) Des mesures photométriques directes seront publiées prochainement par M. Wood et par moi.

une belle résonance superficielle. Quand on augmente la concentration et par conséquent la richesse de la flamme, en même temps que son éclat, la résonance n'augmente que dans des proportions très faibles, tandis que la lumière diffusée par les rugosités qui peuvent subsister sur la paroi ou par les bulles dans le verre augmente proportionnellement à l'éclat de la flamme. C'est donc avec des flammes peu éclairantes, très pauvres en sodium, que le phénomène de résonance est, de beaucoup, le plus net. Le procédé couramment employé pour avoir des flammes sodées brillantes, qui consiste à placer un morceau de chlorure de sodium fondu sur la grille d'un brûleur Meker ne donne qu'une très médiocre résonance.

6. Pureté du phénomène de résonance. — On peut conclure de ce qui précède que ce phénomène est engendré non par toutes les longueurs d'onde comprises dans les largeurs respectives des raies D_1 et D_2 , mais seulement par une région extrêmement étroite qui est vraisemblablement constituée par les parties centrales de ces raies. C'est ce qui résulte d'abord du fait que, si l'on observe à travers le ballon, la fenêtre éclairée ne paraît pas avoir un éclat plus faible lorsque le ballon est chaud que lorsqu'il est froid ; l'intensité globale du faisceau transmis paraît donc n'être pas changée d'une manière appréciable par la résonance superficielle. Il faut par conséquent que cette résonance ne fasse intervenir qu'une faible partie de la région spectrale qui correspond aux raies D.

On s'explique ainsi que tout ce qui a pour effet d'élargir les raies, comme l'accroissement de la concentration saline, n'augmente que faiblement ou pas du tout l'intensité de la résonance superficielle. Il peut même arriver qu'un trop grand accroissement de la richesse de la source lumineuse en sodium amène un léger renversement des raies et par suite ne diminue ou ne fasse disparaître la résonance.

En connexion avec ces faits, j'ai cherché à déterminer la température minima à laquelle on puisse observer l'apparition des raies D par absorption au travers de la vapeur de sodium pure. Le tube avait une trentaine de centimètres de longueur ; l'épaisseur traversée était donc 5 à 6 fois plus grande que dans le cas des petits ballons qui me servaient à l'étude de la résonance. Avec le spectre continu de la lumière Drummond, c'est à 246° qu'il m'a été possible de commencer à apercevoir très faiblement les raies D, qui, malgré leurs intensités très notablement différentes, apparaissent à peu près en même temps.

L'observation était faite avec un spectrographe Féry muni d'un microscope pour l'examen oculaire. La finesse des raies qu'il est possible d'observer avec cet instrument est assez grande. Pour apercevoir un renversement du centre des raies D produit par une couche de même épaisseur que celle dans laquelle se produit la résonance superficielle, il faudrait un appareil interférentiel, sans qu'il soit même certain que cette méthode serait suffisante.

Notons à ce sujet que la détermination du rapport entre l'éclat de la résonance superficielle et celui de l'image formée sur papier blanc, ou d'une manière générale sur un corps parfaitement blanc et parfaitement diffusant, fournirait de la manière peut être la plus simple la largeur des raies de résonance superficielle, à la condition de connaître la courbe de répartition de l'énergie dans les raies D excitatrices.

7. Absence de polarisation. — On sait que la fluorescence excitée dans de la vapeur de sodium par le passage d'un faisceau de lumière blanche est polarisée, que la lumière incidente le soit ou ne le soit pas, la fraction de polarisation étant simplement plus grande, à peu près double, dans le premier cas. Sur la fluorescence verte, observée latéralement, M. Wood avait trouvé ⁽¹⁾ une fraction de polarisation de 15 0/0 au maximum quand la lumière incidente n'était pas polarisée et de 30 0/0 quand elle l'était. Avec la fluorescence, ou plutôt la résonance orangée que j'ai antérieurement étudiée ⁽²⁾, j'ai obtenu une fraction de polarisation de 19 0/0 dans le premier cas et de 38 0/0 dans le second.

J'ai cherché à observer l'état de polarisation de la lumière émise par la résonance superficielle ; mais je n'ai pu déceler d'une manière certaine, au polariscope de Savart, aucune trace de polarisation, que la lumière incidente fût, ou non, polarisée. Une différence aussi marquée, pour cette propriété importante, entre la fluorescence et la résonance en volume, d'une part, la résonance superficielle d'autre part, reste difficile à expliquer.

8. Influence de l'addition d'un gaz étranger. — Je n'ai pu encore examiner d'une manière systématique que l'influence de l'hydrogène.

(1) R.-W. WOOD, *Phil. Mag.*, XVI (1908), 184.

(2) L. DUNOYER, *le Radium*, IX (1912), 209.

J'ai employé à cet effet un petit ballon semblable aux autres, mais muni d'une tubulure supplémentaire à l'extrémité de laquelle était soudé un osmo-régulateur Villard, qui se trouvait hors de la région chauffée par le four. La figure 7 représente des photographies de la résonance superficielle prises avant l'introduction d'hydrogène, puis,



FIG. 7.

Influence de l'addition d'hydrogène sur la résonance superficielle. Pressions d'hydrogène en allant de gauche à droite : 0, — 0^{mm},7, — 3^{mm},5, — 10^{mm},5, — 21 millimètres. La dernière photographie à droite a été prise à froid.

après avoir chauffé l'osmo-régulateur pendant 2, 10, 30 et 60 minutes; la dernière photographie de la série a été prise ensuite sur le ballon froid. Le chauffage de l'osmorégulateur était réalisé au moyen d'un brûleur Meker, dont la grille était placée à 3 millimètres au-dessous du tube de platine, qui traversait la flamme de manière que son extrémité fermée fût juste au bord de la flamme. La vitesse de passage de l'hydrogène a été déterminée après coup dans les mêmes conditions, et l'on a pu en déduire les quantités d'hydrogène, introduites dans le ballon de résonance entre chaque pose photographique. Ces quantités correspondaient aux pressions de 0^{mm},7, 3^{mm},5, 10^{mm},5 et 21 millimètres (1).

On voit que l'addition d'hydrogène pur a pour effet de diminuer l'éclat de la résonance superficielle, *mais sans en modifier le caractère*, en ce sens que la netteté des contours de l'image ne paraît pas altérée, et par conséquent l'épaisseur de la couche dans laquelle cette image se produit. Il semble, en outre, que l'addition d'hydro-

(1) Un intervalle de 8 mois environ s'est écoulé entre le moment où le petit ballon muni de l'osmo-régulateur a été préparé et celui où il a été employé. Il est possible, d'après quelques observations ultérieures, que l'osmo-régulateur ait laissé rentrer un peu d'air pendant ce temps. La pression de cet air n'a pu dépasser, en tous cas, 0^{mm},1 au maximum.

gène augmente d'abord l'intensité et la netteté de contours du faisceau de résonance en volume, à travers la vapeur. Ensuite ce faisceau diminue d'intensité et finit par disparaître à peu près complètement, comme la résonance superficielle.

Pendant l'introduction d'hydrogène, l'aspect des dépôts de sodium, à l'intérieur du ballon, reste d'ailleurs absolument le même.

Ajoutons à ceci que l'introduction d'une très petite quantité d'air, c'est-à-dire d'azote, ne paraît pas non plus influencer d'une manière appréciable la résonance superficielle. C'est ce qui résulte du fait qu'à diverses reprises les scellements des pointes des ballons se sont légèrement fêlés, sans que cela parût modifier en rien les choses. On sait que lorsque cet accident se produit dans un tube de Crookes, le tube devient immédiatement « Geissler ». Peut-être cependant la résonance en volume est-elle restée généralement plus visible, à haute température, lorsque ces accidents se sont produits.

En somme, la résonance superficielle n'est pas d'une extrême sensibilité à la présence de gaz étrangers ajoutés à la vapeur.

9. Comparaison des vapeurs de sodium et de mercure. — La vapeur de sodium n'est pas la seule qui manifeste le remarquable phénomène de résonance qui vient d'être examiné. La vapeur de mercure est dans le même cas, ainsi que l'a montré M. Wood⁽¹⁾, lorsqu'elle est soumise à l'excitation de la radiation 2536 émise par l'arc au mercure dans le vide. Dans les deux cas, le faisceau excitateur marque son passage à travers la vapeur en donnant naissance à une résonance secondaire diffuse qui est tout à fait comparable pour la vapeur de mercure à la température ordinaire à ce qu'elle est dans la vapeur de sodium entre 100 et 150°. Avec le mercure, l'avantage est qu'on peut travailler à la température ordinaire, et, si on élève la température, avec des densités de vapeur beaucoup plus grandes. L'inconvénient est que tout doit se faire par photographie.

Quant à cet aspect particulier du phénomène que j'ai appelé résonance superficielle, il a été signalé occasionnellement par M. Wood à propos des expériences qu'il a faites pour passer graduellement de la diffusion sélective à la réflexion *régulière* sur la vapeur, par accroissement de sa densité. Lorsque la température s'élève, le faisceau de résonance en volume se raccourcit et finit par former une

(¹ R.-W. Wood, *Phil. Mag.*, XXIII (1912), 689.

couche infiniment mince à la surface intérieure de l'ampoule de quartz.

A vrai dire, il ne m'a pas semblé qu'une dépendance aussi étroite existât entre l'apparition de la résonance superficielle et la disparition de la résonance en volume, pour la vapeur de sodium. Dans un certain intervalle de température, les deux phénomènes existent simultanément, et même, chose curieuse, le faisceau de résonance en volume semble à peine diminuer d'intensité au fur et à mesure qu'il avance dans la vapeur. Cela pourrait provenir de ce que la résonance en volume visible dans ces conditions, n'est pas produite par le centre même des raies, supprimé par la résonance superficielle, mais représente une résonance moins pure, connexe d'une extinction moins rapide des régions spectrales excitatrices. L'effet Doppler-Fizeau peut aussi intervenir. Les résonateurs dont la vitesse a une composante parallèle au faisceau excitateur ne doivent pas résoner pour le centre des raies, mais pour une longueur d'onde un peu différente, plus courte s'ils vont dans le même sens que la lumière excitatrice, plus longue s'ils vont au-devant d'elle. L'extinction de chacune des longueurs d'onde latérales doit donc se faire comme si la densité de vapeur était réduite dans le rapport du nombre des résonateurs dont la composante de vitesse parallèle au faisceau a une valeur donnée au nombre total des résonateurs. Or le mode d'extinction de la résonance en volume, d'après ce processus, dépend évidemment de la constitution de la raie excitatrice. On conçoit donc que les choses puissent ne pas se passer exactement de même façon pour la vapeur de sodium et pour celle de mercure.

Au reste, il n'est pas actuellement très facile de comparer les phénomènes de résonance superficielle dans ces deux vapeurs en raison des méthodes différentes qui ont été employées par M. Wood ou par moi. Pour la vapeur de mercure, M. Wood utilisait soit un faisceau sensiblement parallèle dont il étudiait l'extinction au fur et à mesure de sa progression dans la vapeur, soit un faisceau divergent ; la paroi interne du ballon servait alors de miroir convexe dont le pouvoir réflecteur variait avec la densité de la vapeur ; plus exactement, la lueur de résonance diffuse qu'illuminait le volume entier du ballon à basse température disparaissait peu à peu, avec l'accroissement de la densité, tandis que l'image de la source fournie par la paroi interne, fonctionnant comme miroir convexe, augmentait d'intensité. On pouvait donc considérer qu'à

partir du moment où la lueur diffuse disparaissait, la lumière de résonance était émise exclusivement dans la direction de réflexion régulière, avec un pouvoir réflecteur d'ailleurs variable avec la température.

Il est facile de calculer d'une manière approchée la température à laquelle il faudrait chauffer de la vapeur de sodium pour obtenir le même résultat, en supposant que le nombre des résonateurs par unité de volume intervient seul et que ce nombre est proportionnel à celui des molécules, lequel est lui-même proportionnel à la pression de vapeur et en raison inverse de la température absolue. D'après la loi d'Avogadro, nous aurons donc pour les deux vapeurs le même nombre de molécules par unité de volume quand le rapport $\frac{p}{T}$ de la pression à la température absolue sera le même pour les deux. La réflexion régulière commence à se produire, d'après M. Wood, lorsque la pression de la vapeur de mercure est de 20 millimètres environ, ce qui correspond à peu près à 200°. Il faut par conséquent trouver à quelle température on a, pour la vapeur de sodium,

$$(1) \quad \frac{p}{T} = \frac{20}{473} = 0,0421.$$

Si l'on peut admettre pour le sodium la formule:

$$(2) \quad \log p = at + b \quad (a = 7,29 \cdot 10^{-3}, b = -3,213),$$

qui est vérifiée, avec des valeurs différentes des constantes, par le rubidium et le césium, comme l'a montré M. Hackspill ⁽¹⁾, on trouve en résolvant les équations (1) et (2) que la température à laquelle la vapeur de sodium commencerait à devenir réfléchissante est comprise entre 700 et 800°, plus près sans doute de 700. Il est vrai que la formule (2), au moins par la valeur des constantes qui y figurent, a un caractère assez hypothétique pour ces hautes températures.

Malheureusement il est encore impossible de chauffer de la vapeur de sodium pure dans un récipient transparent, qui ne soit pas attaqué à cette température et même longtemps avant de l'atteindre. Il y a là une redoutable difficulté technique dressée au seuil du vaste et beau domaine qui semble ouvert aux recherches expérimentales sur

(¹) L. HACKSPILL, *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. 28 (1913), 680.

J. de Phys., 5^e série, t. IV. (Janvier 1914.)

le mécanisme du rayonnement par la découverte des phénomènes de résonance des vapeurs métalliques.

Ajoutons en terminant que, pour les deux exemples de résonance superficielle actuellement connus, celui du mercure et celui du sodium, on rencontre cette circonstance remarquable que le centre seulement de la raie excitatrice est capable de produire la résonance. Pour la vapeur de mercure, elle n'a lieu que dans les premiers instants du fonctionnement de l'arc, avant que la densité de vapeur n'y soit devenue assez grande pour produire l'élargissement et sans doute le renversement de la raie 2536. Il est donc probable, aussi bien pour le sodium que pour le mercure, que les raies émises par résonance sont les plus fines que l'on connaisse. C'est ce que les méthodes interférentielles permettront sans doute de préciser bientôt. La résonance superficielle de la vapeur de sodium, qui fournit une source beaucoup plus intense que la résonance en volume paraît devoir se prêter particulièrement bien à ce genre de recherches. Elle constitue aussi une source mieux délimitée, ce qui est particulièrement avantageux pour les recherches spectroscopiques, parmi lesquelles la première et la plus importante à faire est de voir si l'excitation par une seule des deux raies D est capable de faire apparaître, par résonance, les deux raies du doublet ; cette recherche, certainement possible sur la résonance superficielle de la vapeur de sodium, permettra de savoir si les deux raies du doublet sont dues à un même mécanisme ou à deux mécanismes indépendants.

**OBSERVATIONS RELATIVES A L'ACTION D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE
SUR LES RAIES SPECTRALES ⁽¹⁾;**

Par M. J. STARK.

Mémoire analysé par M. Croze.

Depuis la découverte de l'action d'un champ magnétique sur les raies spectrales par Zeeman, on avait cherché vainement à mettre en évidence une action analogue du champ électrique. D'après Voigt, qui a étudié la question au point de vue théorique, le phénomène devait être proportionnel au carré du champ et, pour séparer une

⁽¹⁾ *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, 20 novembre 1913, p. 932-946.

raie en deux composantes dont la distance à l'échelle des fréquences eût été la millième partie de l'intervalle des deux raies D_1 et D_2 , il aurait fallu un champ de 67.000 volts par centimètre. Les observations de Stark montrent que, pour certaines raies au moins, il suffit de 13.000 volts par centimètre pour obtenir des séparations de l'ordre de la distance des raies D.

1° Pour arriver à ces résultats, Stark a procédé de la façon suivante: Un tube à rayons-canaux est muni d'une électrode auxiliaire en forme de disque située dans la région où se propagent les rayons-canaux et disposée parallèlement à la cathode perforée à une distance de celle-ci égale à 1^{mm},1 ou 2^{mm},6, suivant les cas. Entre ces deux électrodes, qui forment ainsi les deux armatures d'un condensateur, on établit un champ électrique au moyen d'une batterie d'accumulateurs ou d'une dynamo, dont le pôle positif est relié à l'électrode perforée et le pôle négatif à l'électrode auxiliaire. La pression du gaz à l'intérieur du tube est choisie de telle sorte que la largeur de l'espace obscur de Crookes soit de 5 à 10 centimètres. De cette façon même avec un champ électrique de 31.000 volts par centimètre, aucun courant ne circule dans le gaz entre les armatures du condensateur lorsque celui-ci n'est pas ionisé. Lorsque le tube fonctionne alimenté par le courant d'une bobine d'induction, les rayons-canaux se propagent dans l'espace compris entre les deux armatures du condensateur et ionisent le gaz qui s'y trouve. Il s'y produit de ce fait un courant : le champ entre les armatures se trouve ainsi diminué d'une quantité difficile à déterminer à cause de la forme compliquée du courant d'une bobine d'induction. D'autre part, il se produit aussi une émission de lumière, provenant en partie du gaz ionisé, en partie des rayons-canaux eux-mêmes. Si l'on analyse la lumière émise avec un spectroscope disposé parallèlement à la direction des rayons-canaux, les raies sont dédoublées à cause de l'effet Döppler qui sépare ainsi ce qui est émis par les particules en repos de ce qui est donné par les particules en mouvement. Pour observer l'action du champ électrique sans être gêné par cet effet Doppler, Stark dispose l'axe du collimateur de son spectrographe perpendiculairement à cette direction, qui est aussi celle du champ électrique. L'image de la région examinée est projetée sur la fente de l'appareil au moyen d'un objectif à court foyer, après avoir été dédoublée au moyen d'une lame de spath taillée parallèlement à l'axe, ce qui permet d'étudier la polarisation de la lumière émise. Le spectrographe employé par Stark

était d'assez faible dispersion, $23,3 \text{ \AA}$ par millimètre au voisinage de H_{β} , $11,9$ au voisinage de H_{γ} . Cependant les durées de poses ont atteint jusqu'à huit heures dans certains cas.

2° Dans le spectre de l'*hydrogène*, Stark a étudié les deux raies H_{β} et H_{γ} . Chacune d'elles se divise en cinq composantes disposées à peu près symétriquement par rapport à la raie initiale. Dans ces *quintuplets*, les deux composantes extérieures correspondent à des vibrations parallèles au champ, tandis que pour les triplets intérieurs on a des vibrations perpendiculaires au champ. Avec un champ de 13000 volts par centimètre, la distance des composantes extérieures est $3,7 \text{ \AA}$ pour H_{β} et $5,2 \text{ \AA}$ pour H_{γ} .

Dans le spectre de l'hélium, qui comprend deux groupes de trois séries, Stark a étudié des raies de toutes les séries. Il est très remarquable que les raies des deux séries principales de même que celles des deux séries étroites ou deuxièmes séries secondaires n'ont pas donné de séparations sensibles même avec des champs de 31000 volts par centimètre. Au contraire, les raies des premières séries secondaires sont facilement décomposées. Ainsi les raies de la première série secondaire attribuée par Runge et Paschen à l'hélium donnent trois composantes de même écart et de même position pour chaque polarisation. Pour la raie 4026 de cette série, l'écart de l'une des composantes extérieures au centre de l'intervalle des deux autres plus intimes et plus rapprochées est de $2,1 \text{ \AA}$ dans un champ de 1300 volts par centimètre. Les raies de la première série secondaire attribuée au « parhélium » par Runge et Paschen donnent pour chaque polarisation une composante de plus que les précédentes ; les écarts sont d'ailleurs plus grands ; ainsi, pour la raie 4388 de cette série, l'écart de cette composante nouvelle à la composante centrale du triplet qui reste est de $5,3 \text{ \AA}$. Dans les deux cas d'ailleurs, la décomposition est tout à fait dissymétrique, et l'ensemble du système des composantes est fortement déplacé dans les courtes longueurs d'onde.

3° Bien que les résultats précédents n'aient qu'une valeur qualitative, à cause de la faible dispersion employée et de l'incertitude sur la valeur du champ, il semble cependant que la séparation des raies soit proportionnelle au champ électrique lui-même et non à son carré.

De plus, le phénomène est qualitativement le même pour toutes les raies d'une série et la grandeur des écarts croît avec la longueur

ROBIN. — CROISSANCE DES GRAINS DANS LES MÉTAUX 37
d'onde. Il est très peu marqué pour les séries principales et les
deuxièmes séries secondaires, très considérable au contraire pour les
premières séries secondaires. Il n'est pas le même pour les séries
correspondantes des divers éléments.

Les analogies avec le phénomène Zeeman se réduisent, comme
on le voit, au fait d'une séparation des raies en composantes pola-
risées et dont l'écart serait proportionnel au champ.

CROISSANCE DES GRAINS DANS LES MÉTAUX (1);

Par M. FÉLIX ROBIN.

Les recherches présentes sont la suite des expériences de Car-
taud (2) sur le passage de l'état liquide à l'état solide (3). La mort
ayant malheureusement interrompu les travaux de ce savant sur
cette question, plusieurs de ses expériences restèrent inachevées et
sans solution. Nous avons entrepris de reprendre ces problèmes,
encouragé dans cette voie par le regretté F. Osmond.

Tandis que Cartaud portait ses observations sur des gouttes mé-
talliques liquides rapidement solidifiées dans leur chute sur une sur-
face plane horizontale ou inclinée, en vue de découvrir surtout le
processus d'organisation du métal en voie de solidification, nous avons
particulièrement cherché à observer au microscope les métaux
chauffés au voisinage de leur point de fusion.

Nous avons ainsi pu apercevoir les mouvements généraux de soli-
dification superficielle et les mouvements de croissance et d'évolution
des grains solides une fois la solidification terminée, ou bien encore
par recuit, à la suite d'un écrouissage.

Les observations ont été faites à chaud, suivant une méthode déjà
indiquée (4), sur des surfaces polies ou sur les nappes liquides des
métaux peu oxydables qui se solidifient.

L'instrument employé est le microscope binoculaire stéréoscopique
à grande distance frontale (5).

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 5 dé-
cembre 1913.

(2) *Comptes Rendus*, 1901, 1903, 1904.

(3) OSMOND, *Revue de Métallurgie*, 1907.

(4) *Bull. Soc. d'Encouragement*, 1912.

(5) Appareil de la maison Nacet, de Paris.

GRAINS DE CONSTITUTION DES MÉTAUX.

On sait que tout métal est constitué par une agglomération de grains ou cristaux élémentaires qui n'ont pu se développer que jusqu'à la rencontre de leurs voisins, et qui forment par conséquent des *polyèdres d'agglomération* sans relation avec leur *structure cristalline*.

On distingue souvent pour la commodité du langage deux sortes de grains : les *grains de solidification* ou grains primaires et les *grains de recuit après écrouissage* ou grains secondaires.

Les seconds sont, au début, petits, à contours quelquefois rectilignes, souvent sinueux si le métal est très cristallin et s'ils se forment à une température éloignée du point de fusion. Les premiers sont le plus souvent limités par des contours sinueux dentelés et sont très étendus si la solidification est lente. On y trouve souvent des formations denticulées qui font défaut dans les seconds.

Dans ce qui suit où il ne s'agit que de métaux purs ou d'alliage à très faible teneur en éléments étrangers, nous nous occuperons successivement de ces deux sortes de grains ainsi caractérisés. (En réalité, ces caractéristiques ne sont pas toujours aussi nettes qu'il vient d'être dit : on peut produire par exception des grains d'une de ces classes qui ressemblent fortement à ceux de l'autre ; certaines solutions solides et bien des composés définis des alliages donnent toujours par solidification des grains qui ont toutes les caractéristiques des grains secondaires ; enfin ces derniers se produisent parfois sans qu'il y ait écrouissage apparent par action de forces extérieures.)

SOLIDIFICATION. — JOINTS DES GRAINS.

Un métal solidifié présente de grands grains allongés dans le sens de la progression de la solidification. A partir d'une paroi froide, le développement donne des figures d'agglomération prismatique dont la plus parfaite est le prisme hexagonal (structure basaltique). Osmond et Werth l'ont décrit dans l'acier, l'or et divers alliages⁽¹⁾.

La surface libre de presque tous les métaux solidifiés à l'abri de

(1) *Théorie cellulaire. Contribution à l'étude des alliages* (Bull. Soc. d'Enc., 1901).

l'oxydation présente deux sortes de lignes dessinées *en creux* : les joints de grains et le réseau cellulaire étudié par Cartaud (1). Pour la commodité des explications, nous les étudierons séparément, quoique leur formation soit presque simultanée.

Joints de grains. — D'après nos observations, les joints des grains sont visibles très peu de temps après la solidification ; ils paraissent provenir d'une retassure entre deux grains, produisant une petite gouttière qui s'accroît au refroidissement tant que le métal n'est pas relativement très dur. Lorsqu'on chauffe, c'est ce réseau de joints qui fond le premier, les grains semblent se regonfler et le liquide remplit la gouttière du joint jusqu'à faire parfois une légère saillie.

Cartaud trouve, d'une part, l'analogie de certains réseaux cellulaires avec les figures de retrait des enduits séchés et, d'autre part, la coïncidence imparfaite, mais approchée des joints de grains et des joints de réseaux d'orientation différente. On pouvait alors prévoir la possibilité d'une certaine relation entre les joints de grains et les figures de retrait ; c'est ce que nous avons cherché à élucider. Ragner Arpi (2), tractionnant un fluide visqueux, a déjà trouvé une ressemblance entre les figures formées et les densités des alliages ; nous avons reproduit encore ces figures par la simple dessiccation sur papier de nappes d'eau poussièreuses. Enfin nous sommes arrivés, avec quelque patience, à produire des grains en apparence *exactement formés dans les figures de retrait du lingot*, sans aucune formation dendritique.

L'aspect du métal est alors identique à celui des substances amorphes dont l'agglomération des grains constitutifs devient visible par dessiccation (*fig. 1*). L'expérience n'a réussi qu'avec des métaux industriellement très purs, aluminium, plomb et étain. L'éprouvette est un bloc de métal coulé librement sur une surface plane, et refroidissant sans vibrations ni chocs, ou bien encore l'extrémité d'une plaque solidifiée après fusion partielle (*fig. 2*). Aussitôt la solidification terminée, les joints en forme de craquelures deviennent très apparents. Les jonctions sont des recouvrements à angles égaux, angles de 90° (deux joints) ou de 120° (trois joints) (3). L'attaque chimique fait

(1) C. R., 1904.

² Cité par PORTEVIN, *Rev. de Métallurgie*, 1913, p. 695.

(3) Voir figures de colles desséchées : OSWOND, *Rev. de Métallurgie*, 1907, p. 833, *fig. 29*.

voir que les grains sont bien exactement limités aux joints apparents. Une attaque très légère fait deviner en lumière un peu oblique des lignes enchevêtrées curieuses, probablement des plissements d'une pellicule superficielle (noires, rectilignes), des frissons limitant des plages liquides plus ou moins oxydées (lignes sinueuses) et des traces de pellicules d'oxydation déchirées avant solidification.

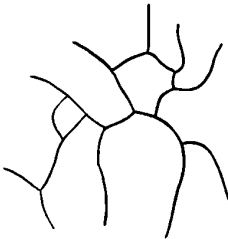


FIG. 1. — Grains solidifiés suivant des figures de retraits.

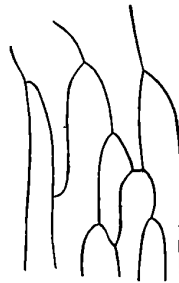


FIG. 2. — Solidification progressive de grains métalliques suivant des figures de retrait.

Il y a donc parfois *accommodation entre les processus de formation amorphe et cristalline*.

Le cristal n'apparaît-il qu'après solidification amorphe ou bien est-il dans certains métaux à température élevée si peu cristallin qu'il ait tendance à se limiter suivant des figures d'amorphisme ?

Ziegler⁽¹⁾ a paru supposer, au moins pour la solution solide fer-carbone, que l'état cristallin est précédé d'une solidification amorphe. Mais l'austénite évolue à chaud suivant des formes tellement analogues à celles des grains secondaires de tous les métaux qu'on ne peut vraiment en tirer d'argument en faveur de cette hypothèse. L'attaque à chaud devrait pouvoir nous renseigner ; d'après nos essais, les grains, au moment de la solidification, se colorent toujours tous avec la même intensité, mais ce n'est pas un indice certain, car le réactif d'attaque (vapeurs acides) peut ne pas convenir pour déceler la structure à la température d'expérience. Nous restons donc dans l'incertitude à cet égard : tout ce qu'on peut dire, c'est que, *micrographiquement, rien ne s'oppose à l'existence d'un passage de l'état amorphe à l'état cristallin, après solidification*.

(1) *Revue de Métallurgie*, 1911, p. 657.

L'expérience nous indique encore que, pour obtenir cette cristallisation en figures amorphes, il est indispensable d'opérer avec des métaux assez purs et de ne pas troubler la solidification. Dans un moule quelconque, l'expérience n'a jamais réussi. Si l'on jette dans le liquide des fragments de cristallites solides ou si l'on a introduit des éléments étrangers, la solidification s'opère par avancement de cristallites qui, au moins à la fin, se détachent en relief par suite du retrait du liquide restant (retassure). Certaines impuretés (telles Cu dans Sn) ne sont pas favorables au développement de grandes cristallites ; la surface de solidification forme une infinité de rugosités très accentuées sans orientation apparente.

Lorsque nous plaçons un couple thermo-électrique suffisamment sensible dans le métal qui se solidifie, nous constatons la solidification progressive de tout métal impur, sans surfusion, et la solidification à température constante de tout métal pur. Dans ce dernier cas, il y a souvent surfusion. On peut se demander s'il n'y aurait pas une *surfusion cristalline* d'un ordre semblable dans le métal pur lentement refroidi. *Le métal se solidifierait amorphe, puis cristalliserait dans ses moules de retrait, chaque fraction séparée cristallisant en bloc d'une même orientation.*

C'est cette dernière hypothèse qui nous semble la moins invraisemblable.

Nous remarquons qu'en général, dans ce cas, *il ne se produit pas de réseau cellulaire* (réseau dont nous parlerons dans la suite).

Si, avant solidification complète, on retourne une éprouvette d'étain pur, elle présente, au lieu des grands cristaux habituels, une multitude de petits grains à noyau central, paraissant (au moyen d'une attaque) être en train de s'agglomérer, donnant évidemment l'idée d'une solidification amorphe.

Le plomb, au contraire, donne presque toujours de grands cristallites pyramidaux, sa germination cristalline paraît toujours très vigoureuse.

Il en est de même pour le bismuth, l'antimoine, contrairement au fer, au nickel, à l'or, à l'aluminium. Les impuretés rendent souvent ces derniers cristallitiques ; c'est ainsi, par exemple, que nous n'avons jamais pu obtenir sans grands rameaux cristallins des surfaces solidifiées des alliages d'aluminium additionné de 1 à 3 0/0 de nickel, cuivre ou fer.

L'action des impuretés implique d'ailleurs une solidification pro-

gressive bien connue à partir des éléments purs sur lesquels viennent se porter successivement des couches de plus en plus riches en impuretés, les impuretés non solubles étant d'autre part souvent placées dans les joints des grains.

Stabilité de la structure de solidification lente. — Les figures de solidification d'un métal pur paraissent extrêmement stables. Lorsque le métal a été solidifié lentement à l'abri des influences mécaniques extérieures, les délimitations des grains ne changent plus avant fusion, quel que soit le traitement thermique subi.

C'est du moins le résultat que nous donne l'expérience des métaux peu résistants tels que l'étain, le plomb, dans un temps d'étude limité à quelques heures. Deux ou trois heures à une température voisine de la fusion n'ont produit aucune modification dans des lingots peu épais solidifiés sans l'intermédiaire d'un moule. Si l'on provoque une légère fusion superficielle, le métal peut même couler un peu à la surface; il reprend par solidification la structure qu'il avait auparavant, la ligne de joint fondue est seule un peu modifiée.

Si l'on fond une région entière située au milieu d'une éprouvette plate bien horizontale, la solidification reforme les grains devant la partie solide, les joints de grains reprennent presque leur position initiale; ils sont toutefois modifiés dans le détail de leurs sinuosités.

Comme nous le verrons plus loin, les mâcles fines produites par l'écroûissage sont très rarement conservées s'il en reste une amorce dans la partie solide.

Si l'on agite légèrement l'éprouvette au moment de la solidification ou bien si la surface de solidification inclinée détermine une traction sur la ligne de fusion, il se crée de nouveaux germes de grains sur cette ligne et la nouvelle cristallisation est plus ou moins troublée par l'introduction de ces nouveaux éléments.

Si, durant la solidification, on comprime le métal ou si de lui-même il est le jouet de tensions internes ou superficielles, il arrive qu'un peu après la solidification des joints de grains se modifient et se rectifient. Cartaud avait remarqué des joints géminés ou triplés dans les métaux bruts de solidification assez brusque.

Nous les reproduisons facilement sur le dessous des éprouvettes solidifiées, sur « le côté versé », où l'on suppose très logique qu'il s'exerce des efforts de dislocation provenant d'adhérences partielles suivies de dilatations ou de retraités inégaux. Le dernier des joints

obtenus est nettement définitif dans l'étain, il ne se modifie plus par chauffage ultérieur de deux heures.

En conclusion de ce qui précède nous pensons que, seuls, des efforts internes ou des tensions superficielles peuvent permettre la modification des joints de grains de solidification lors d'un recuit ultérieur. Cette propriété que l'on remarque si souvent dans les alliages de cuivre, tient vraisemblablement à l'action d'un certain écrouissage produit dans les alliages durs par des retraits inégaux. Quelquefois même ce sont des grains secondaires qui prennent naissance, indiquant par des macles leur origine écrouie.

RÉSEAU CELLULAIRE DE SOLIDIFICATION.

Ce réseau a l'apparence d'un filet à mailles relativement régulières plus ou moins étiré dans certaines directions dépendant des grains. Cartaud a reconnu ses principales propriétés : il a l'apparence de lignes de retrait ou figures de dessiccation, dessinées en creux à la surface libre du métal (cellules hexagonales et quelquefois à 5, 4 ou 3 côtés) ; il existe en profondeur comme les joints de grains, car on le retrouve dans l'attaque des coupes ; enfin il change d'orientation suivant les grains, mais les limites de deux réseaux différemment orientés ne coïncident pas toujours avec les joints de grains.

Il remarque qu'on obtient ce réseau sur le *plomb*, l'*étain*, le *zinc*, le *cadmium*, coulés sur verre et qu'au contraire la surface du *bismuth* paraît toujours franchement cristalline. Dans les lames épaisses, elles s'organisent souvent en figures de *cristallites* à partir d'un centre, ces dernières seraient peut-être constituées par la soudure des cellules. Cartaud remarque ensuite, dans une série d'études sur des gouttes et des nappes rapidement solidifiées, des analogies avec les *constitutions tourbillonnaires* de Bénard ⁽¹⁾, études continuées récemment par Dauzère ⁽²⁾ ; des amorces de cloisons donnent l'idée de phénomènes de scissiparité comme dans les tourbillons liquides. Dans le zinc, il remarque l'existence de noyaux centraux prenant part aux évolutions des cellules (nous avons réussi à les reproduire dans l'étain). Puis il remarque successivement que la structure cellulaire est celle des corps amorphes, gélatine, acide borique, verre ; que

(1) Soc. de Phys., 1900 ; C. R., 1912.

(2) J. de Phys., t. VI, p. 892 ; t. VII, p. 930 ; C. R., 1912.

l'interdépendance des réseaux cristallin (joints de grains) et cellulaire n'est pas absolue, mais résulte d'une accommodation plus ou moins parfaite, comme dans le cas de sels.

Il pense donc que le réseau cellulaire de solidification est formé de cellules de retrait. Les cellules tourbillonnaires seraient comme les moules primitifs où viennent s'exercer les tensions de retrait.

Il voit dans les joints rectilignes (de grains) différant de la maille primitive (du réseau cellulaire) la tendance des cristaux à s'affranchir de leur moule cellulaire, tendance qui se manifesterait plus nettement encore dans les lingots déformés et recuits; les relations entre ces cristaux (secondaires) mâclés et à contours rectilignes et leur moule d'origine se perd.

D'où Osmond conclut que dans les cellules tourbillons du liquide s'isoleraient par refroidissement des filaments et des germes (métalloblastes) *amorphes* constituant les noyaux des cellules, puis ces derniers se transformeraient en germes cristallins (cristalloblastes) susceptibles de polarisation. Ces cristalloblastes, seraient d'abord orientés en fonction de leurs axes par le mouvement tourbillonnaire et réagiraient les uns sur les autres de façon à faire des cristallites. Le cristal se formerait par fusion des cristalloblastes et disparition des cellules initiales.

Les corps étrangers favoriseraient la cristallisation en réduisant ou supprimant les états précristallins.

D'après ses propres observations, Osmond constate l'absence de cellules dans le cuivre fondu refroidi dans le vide; en engageant à continuer l'étude de ces particularités, il termine en disant qu'on peut invoquer pour la formation des cellules le retrait des parties solidifiées les dernières, l'accumulation des impuretés, notamment des gaz dans les régions de première et dernière consolidation, les différences de densité entre ces impuretés et la masse principale.

Observations personnelles. — Notre méthode consiste, comme on l'a vu, à observer au microscope la solidification et le recuit sur éprouvettes polies.

Dans le liquide nous n'avons jamais rien pu apercevoir, la solidification proprement dite n'y montre pas de processus intéressant. Lorsqu'il ne se produit pas de cristallites, un frisson ou un bourrelet infiniment léger passe sous les yeux au moment de la solidification ou de la fusion du métal pur, sans orientation ni mouvement spéciaux. Les joints de grains sont liquides longtemps avant la fusion

complète; au moment même de la solidification, on ne voit pas de joints à moins d'être en présence d'une solidification par cristallites. A part cela, tout se passe comme dans la fusion d'une cire. Nos expériences ont donc moins bien permis que celles de Cartaud d'étudier le passage de l'état liquide au début de l'état solide. Par contre, il nous a semblé plus facile d'observer ce qui se passe ensuite.

D'après nos observations, les manières de voir précédentes restent exactes. La question de génération des cellules semble toutefois se préciser dans un sens légèrement différent.

Sur une nappe de métal de préférence légèrement impur, nous voyons la solidification commencer sur les bords, puis progresser jusque vers le centre en montrant ou non des traces de dendrites en saillie, et enfin produire une légère retassure où s'accroît la netteté des dernières dendrites, si le métal en forme. Les joints de grains sont très légèrement visibles, puis s'accroissent progressivement. Si le métal est pur, n'a pas formé de dendrites et n'est pas comprimé, le réseau ne se forme pas.

Dans le cas contraire, *au moment précis où la retassure se termine, on voit le réseau cellulaire partir des bords de celle-ci et envahir brusquement l'éprouvette.*

La formation du réseau cellulaire peut donc être *postérieure* à l'apparition des joints des grains. Si la pièce est secouée ou comprimée, le réseau peut se déceler en cours de solidification, mais il est très peu visible. A la fin de la solidification, il prend très rapidement un relief accentué. Un couple sensible placé dans l'éprouvette en solidification indique que la température est légèrement plus basse que la normale, elle baisse volontiers encore un peu, puis se relève brusquement au moment de la formation de la retassure et du réseau (cessation d'un état de surfusion).

Le métal est dur et présente la fragilité intercristalline.

Pendant le refroidissement à l'état solide, on remarque encore pendant longtemps une accentuation des reliefs, souvent accompagnée de tintements vifs dans les alliages d'étain, par exemple. Si les impuretés sont en quantité suffisante, il se produit des fissures dans la retassure aussitôt la fin de la solidification. Les lèvres de ces fissures s'ouvrent rapidement pendant la formation du réseau cellulaire, puis s'accroissent encore lentement au refroidissement.

Le réseau peut ne se produire que sur certains grains; il n'en dépasse pas en apparence les joints sans changer d'orientation.

Si l'éprouvette est grande, les parties éloignées de la retassure semblent trop refroidies pour se modifier, et le réseau cellulaire s'arrête en chemin, les dernières mailles étant généralement les plus grosses (fig. 3).

Si, au moment de la solidification, on exerce une *action mécanique* sur un métal pur, qui ne donne pas d'ordinaire de réseau, si on comprime le moule, ou si seulement on donne un moule à certains métaux, les cristallites de la retassure se forment, et le réseau cellulaire est visible, tout de suite très accentué. Une compression énergique détermine en outre la fissuration intergranulaire.

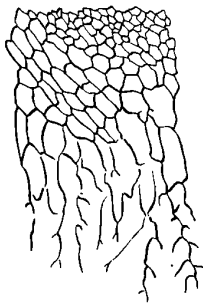


FIG. 3. — Réseau cellulaire abordant une partie solide (partie inférieure).



FIG. 4. — Réseau et joints de grains formés sur une lame partiellement fondue et solidifiée (la ligne fine et dentelée représente, à la partie inférieure, la limite atteinte par la fusion).

Réseau au contact des grains secondaires. — Lorsqu'on fond *partiellement* une éprouvette de métal écroui et recuit, c'est-à-dire formée de grains secondaires, la solidification se produit à partir du bord solide au moyen de grains à développement basaltique amorcés par les plus énergiques des grains secondaires solides; puis le réseau cellulaire apparaît jusqu'au bord fondu, il s'arrête entre la ligne de début de fusion (bourrelet visible) et la ligne de début des grains nouveaux de solidification.

Les mailles grandissent et sont incomplètes en arrivant dans cette région transitoire. On remarque que parfois les dernières lignes du réseau déforment à leur profit des joints de grains secondaires qui étaient droits auparavant (fig. 4). Dans les régions pâteuses existant soit dans les alliages, soit dans les métaux purs dont la surface

libre semble encore solide, tandis que les régions sous-jacentes sont fondues, le réseau épouse les contours des grains, il se confond avec le réseau des joints. Les joints se rectifient ou non par la suite, d'où une coïncidence incomplète de ces lignes voisines. Les dendrites assez volumineuses formées parfois au cours de la solidification, présentent de même des mailles de réseau incomplètes et très larges. Les impuretés, l'introduction de cristallites solides, d'oxyde, de débris siliceux de fabrication augmentent nettement l'apparition de tous ces phénomènes.

Conclusions. — Il semble donc, d'après ce qui précède, que l'hypothèse du RETRAIT d'une retassure, sans exclure nécessairement toute influence des impuretés ou des gaz, se confirme par l'expérience. L'action de différences de densité ne doit guère se manifester, étant donnée la rapidité de formation du réseau et sa production possible dans les métaux purs.

Le réseau cellulaire de Cartaud serait donc une figure de retrait provoquée par retassure, d'après les constatations suivantes :

1° Il se forme brusquement après la fin de la solidification et apparaît en creux comme une retassure ;

2° Il augmente fortement au refroidissement, souvent accompagné de tintements, jusqu'à une température très éloignée du point de fusion ;

3° Il représente bien les figures de retrait des matières amorphes ;

4° Il n'apparaît pas sur le bismuth, qui n'a pas de retrait, et difficilement dans les métaux purs, qui ont peu de retrait ;

5° La compression le fait apparaître ou l'accentue s'il se produit déjà normalement.

La coulée sur verre (Cartaud) le favorise (inégalités de dilatation).

La formation du réseau serait due à une sorte de rupture d'équilibre possible, par suite du peu de cohésion à la température de solidification. Un retrait homogène se produirait seul dans le cas où le réseau ne s'amorce pas.

Remarques. — I. Peut-être le réseau orienté par le retrait d'un grain a-t-il tendance à dépasser sa limite, par entraînement mécanique ; mais il semble certain que la rectification des joints est souvent postérieure à la présence du réseau, provoqué vraisemblablement par la déformation mécanique dont il est cause.

II. Le réseau s'étire par laminage, comme l'a déjà remarqué Cartaud, il peut apparaître à l'attaque sous forme de lignes sombres. On

le retrouve après recuit, il s'oxyde le premier par chauffage; mais des recuits répétés le font disparaître. Les joints de grains de solidification restent de même longtemps visibles après traitements mécaniques et thermiques. Les impuretés paraissent dans ce dernier cas en augmentant peut-être la persistance.

GRAINS DE RECUIV APRÈS ÉCROUISSAGE.

Le laminage écrase les cristaux de solidification et détermine l'apparition de l'état *écroui*, sur lequel on n'a encore que des notions vagues. Le métal devient dur et brisant, excepté le bismuth, qui devient au contraire malléable. Le microscope ne révèle plus aucune figure nette. Des granules sont parfois visibles, donnant l'idée d'une décristallisation partielle ou complète.

Le recuit fait naître des cristaux qui se limitent suivant des grains nets à joints bien déterminés formant des polygones plus ou moins irréguliers de 3 à 7 côtés en général. Les grains développés sont d'autant plus réguliers que la température est plus voisine du point de fusion; leur forme la plus parfaite est le dodécaèdre pentagonal.

Apparition des joints de grains. — Si l'on chauffe progressivement un métal poli, en particulier constitué par des grains de recuit, on voit, à partir d'une certaine température, apparaître des fragments de joints de grains, puis ceux-ci tout entiers très nets⁽¹⁾.

Cette température du début du phénomène est d'environ : 60° pour l'étain, 75° pour le bismuth, 80° pour le zinc, 200-250° pour l'or, 260° pour l'antimoine, 380° pour le fer, vers 500° pour le nickel, enfin entre 250 et 500° pour les alliages de cuivre, entre 380° et 500° pour les alliages de fer.

Ce phénomène paraît dû à l'inégale dilatation des grains cristallins voisins d'orientation cristalline différente, surpassant à partir d'une certaine température la résistance de cohésion de ces grains. L'apparition des joints ne coïncide pas avec le début du recuit, et par conséquent avec le début du mouvement des grains, elle se produit à une température supérieure⁽¹⁾.

Si l'on recuit une tôle d'étain pur laminée polie, formée de très petits grains (par recuit spontané à la température ambiante), ceux-ci grossissent d'abord et n'apparaissent qu'une fois grands.

(1) *Bulletin de la Société d'Encouragement*, août 1912.

La température ou le temps de chauffage croissant, les grains se développent, les joints se modifient, on les voit se déplacer lentement. Si l'on refroidit, ces joints restent fixés. Au réchauffage, les joints actuels apparaissent. Sur une même surface polie, des alternatives de chauffage et de refroidissement arrivent à produire toute une série de lignes de joints qui nous indiquent la marche et la croissance de ces grains. Malheureusement, avec le temps de chauffage et la température, les joints les plus anciens s'estompent peu à peu et disparaissent.

Au voisinage de la fusion, les grains se disjoignent en s'accusant avec une netteté remarquable, pendant que les joints anciens s'effacent complètement. Les mouvements s'observent facilement au microscope.

Enfin une attaque légère différencie les grains par des teintes variables et grave nettement leurs joints.

Méthode. — D'après ce qui précède, en procédant par chauffages répétés et en faisant de temps à autres des attaques, nous arrivons à enregistrer le mouvement des grains, ou au moins quelque chose qui s'y rapporte. Les grains polyédriques ne sont en effet décelés que par leur trace polygonale sur le plan de la coupe polie.

Les chauffages et attaques répétées pour les mouvements à basse température, l'observation directe au microscope pour les mouvements à température voisine de la fusion, nous conduisent aux remarques suivantes :

Résultats d'observation. — 1. *Températures élevées.* — Au voisinage de la fusion, les joints de grains secondaires sont très réguliers,

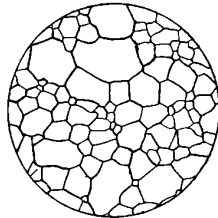


FIG. 5. — Grains de recuit développés à une température voisine de la fusion.

d'une courbure uniforme ou parfois rectilignes. Les surfaces polygonales tendent à s'égaliser ainsi que les angles adjacents aux sommets du réseau des joints. Les polygones à trois côtés sont fortement cur-

vilignes et convexes; ceux à quatre côtés le sont faiblement (*fig. 5*).
Les figures 6 et 7 montrent l'apparition des nouveaux grains.

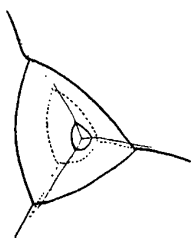


FIG. 6. — Développement d'un grain à un sommet ternaire.

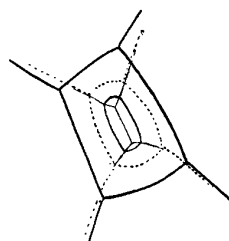


FIG. 7. — Développement d'un grain à un sommet quaternaire.

L'aspect général est une figure d'*agglomération* rappelant celui des matières amorphes. On a l'apparence exacte d'une mousse; si on écrase par un verre, par exemple, l'agglomération de bulles de savon qu'on a produite dans un récipient, et qu'on insuffle de l'air à sa partie inférieure, on obtient une figure identique à celle des grains secondaires au voisinage de la fusion; les joints cheminent comme ceux des grains. Les différences constatées sont les suivantes : la matière métallique diffuse d'un grain à l'autre, le joint des grains ne paraît pas être une membrane étanche, de sorte qu'un grain grossit aux dépens des voisins sans que ceux-ci paraissent, comme dans les mousses, chassés par simple déplacement (ce ne sont pas nécessairement les plus gros qui absorbent leurs voisins).

Lorsque deux grains s'unissent dans les mousses, la membrane qui les sépare éclate et la jonction se fait violemment avec formation d'un nouveau polygone. Dans le métal, on ne constate pas de rupture de joints; les grains absorbés paraissent subir pour ainsi dire une sorte de dégonflement sur place.

L'apparition sur la surface observée d'un grain nouveau est très curieuse. Elle se produit toujours à un sommet du réseau au point où un angle de polyèdre vient toucher la surface observée, le polygone croît plus vite le long des joints qu'il rencontre, de façon à former sur la surface une figure d'autant de sommets que de joints attenants au sommet précédent.

Dans une mousse, par suite des effets de tension superficielle, le polygone nouveau se développe très brusquement.

Dans le métal, il apparaît ou disparaît sans que les grains voisins

soient repoussés ; ce mouvement est aussi très rapide relativement aux mouvements voisins, ce qui paraît indiquer, comme dans les mousses, l'influence importante de la tension superficielle.

II. *Loïn du joint de fusion*, les grains évoluent d'une façon analogue, mais bien moins régulière ; les forces cristallines se manifestent nettement.

Les grains ont une autre façon de progresser qui ne se met pas facilement en évidence à température élevée : c'est de se joindre deux à deux (ce qui a déjà été supposé par Osmond autrefois).

Leur orientation cristalline se rapproche peu à peu, ce qu'on observe par la diminution de différence de teinte à l'attaque, puis ils sont définitivement joints et croissent de concert. Leur joint reste toutefois visible, il ne disparaît qu'après un temps assez long. On trouve ainsi quelquefois, dans un métal longtemps recuit, un ensemble de plusieurs grains se comportant à l'attaque normale comme un seul tandis qu'une attaque spécialement faible ne fait apparaître que les joints de leurs composants.

L'attaque à chaud ne permet guère de voir nettement si le phénomène se produit à température voisine de la fusion. Toutefois l'ensemble de deux grains progressant côte à côte semble indiquer qu'ils sont joints, cela prouverait peut-être aussi qu'ils sont encore orientés cristallographiquement.

A la température de début de recuit, la croissance des grains est très lente ; mais, tandis qu'aux températures supérieures les grains cherchent à grandir tous à la fois et se trouvent limités par leurs voisins, certains grains ne paraissent pas se développer et se laissent envahir ; seuls les grains les plus « énergiques » se développent.

Il en résulte deux maxima de grosseur des grains dans l'échelle des recuits : au voisinage de la fusion et au début exact du recuit rapide ; les expériences sur ce point sont délicates, elles réussissent bien avec le fer, l'étain et ses alliages, le zinc, l'aluminium (1).

ÉCROUISSAGE LOCAL.

Si l'écroissage a été produit *localement* au sein d'un métal recuit, les grains croissent par recuit ultérieur à partir de la région déformée. Dans celle-ci, ils paraissent se limiter les uns par les autres et

(1) *Revue de Métallurgie*, juin 1913.

n'atteignent pas de grande dimensions. Au contraire ils s'étendent vers les régions recuites qu'ils envahissent progressivement (1).

Humphrey (2) trouva que la recristallisation s'étend aux régions moins déformées; Cartaud, Ewing et Rosenhain, Sauveur, semblent le penser également; mais il ne paraît pas ressortir de leurs expériences qu'elle atteigne les régions franchement recuites. Ce n'est qu'après les expériences de Cohen et Hasslinger (3) qu'on peut avoir l'idée de ce genre de contagion.

On ne peut dire que la grosseur des grains formés croît en sens inverse de la pression supportée, car les expériences de Sauveur (4) ont montré le contraire et les nôtres prouvent la discontinuité du phénomène.

MODE DE DÉCROISSANCE DES GRAINS.

Au début du recuit, les germes de grains doués en apparence d'une grande énergie se développent tous à la fois parallèlement vers la partie recuite. Il en résulte souvent une formation basaltique perpendiculaire à la bordure de la partie écrouie rappelant en moins accusé celle de la solidification; puis se forment des grands grains réguliers. La croissance est très rapide dans les premiers moments du recuit, puis elle se ralentit considérablement. A partir de trente à quarante-cinq minutes pour l'étain, le plomb, etc., de une ou deux heures (?) pour le fer, les grains ne grandissent plus que très lentement, peut-être indéfiniment d'ailleurs. Les forces électromotrices ne sont vraisemblablement pas, comme partout ailleurs, étrangères à cette croissance. (On sait qu'un métal écroui présente une différence de potentiel vis-à-vis du même métal recuit. On sait aussi que les gouttes d'écume sont dirigées vers le pôle positif d'un courant.)

Par les procédés de chauffage répétés et d'attaques alternées, nous pouvons nous rendre compte du processus d'envahissement adopté par les grains; il participe d'ailleurs du processus décrit précédemment.

(1) *C. R.*, 1913.

(2) *Metallographist*, 1903.

(3) *Revue de Métallurgie*, 1909.

(4) Congrès de New-York, Méthodes d'essais, 1912.

1° Le grain qui progresse est limité par un joint courbe *dans son ensemble*, dont la convexité est tournée vers la région envahie; il tend à s'arrondir et lorsqu'il se trouve au milieu d'un *seul* grain, ses contours sont convexes;

2° Les *joints de grains* sont des passages plus faciles, ils sont envahis plus vite; le grain envahissant absorbe les petits grains qu'il rencontre suivant un contour courbe régulier présentant ici sa concavité vers le grain absorbé et terminé en pointe sur les joints (fig. 8);

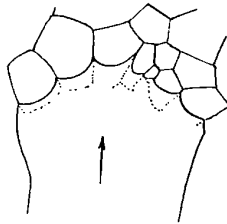


FIG. 8. — Envahissement des grains par un grain de recuit après écrouissage local.

3° Les grains envahis semblent plus rapidement *rapprocher leur orientation cristalline*, comme pour s'unir contre les grains plus gros. Ils donnent l'impression de résister de plus en plus pendant que le grain s'affaiblit;

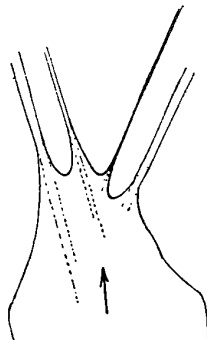


FIG. 9. — Développement d'un grain le long de macles.

4° Dans un grain *mâclé* suivant des bandes parallèles rapprochées, la croissance est beaucoup plus rapide qu'en l'absence de macles. Le grain envahissant est fortement allongé dans leur sens;

les joints de séparation se comportent comme ceux des grains ; les grains nouveaux se terminent par des pointes le long des mâcles (fig. 9).

Pour mieux étudier les phénomènes de croissance, on doit chercher à isoler un grain en développement. L'expérience est difficile à réussir, car tous les grains croissent en même temps si le recuit est tant soit peu brusque. Nous avons isolé des grains par l'un des procédés suivants :

1° Une lame de métal écroui est *chauffée doucement* et longtemps à une extrémité un peu au-dessus de la température de recuit. Dans la zone de début de recuit rapide, on voit parfois quelques grains développés seuls ;

2° On *déforme très peu* le métal écroui et recuit ; le nouveau recuit provoque le développement de germes peu nombreux ;

3° Le meilleur des procédés consiste à *recuire* après déformation un métal formé de *grains primaires* (de solidification).

Nombre de germes. — Des déformations même très minimes produisent dans des grains secondaires des germes nombreux. Au contraire, dans les grains de solidification, un écrouissage même intense



FIG. 10. — Développement de grains isolés dans une région mâclée.

ne donne que très peu de germes. Les grains formés peuvent alors s'étendre beaucoup et on peut en produire facilement de très grands (fig. 10). Dans la déformation des grains primaires, on produit vraisemblablement beaucoup de mâcles et peu de particules véritablement écrouies.

Probablement par l'effet des tensions superficielles et des associations de grains voisins, le développement des grains nouveaux est en relation avec les dimensions des éprouvettes déformées et l'intensité de la déformation. Cet effet s'exerce d'une façon que nous n'entrevoions pas. On constate seulement que des rayures tracées à la surface du métal donnent des germes de grains nouveaux à

partir d'une certaine intensité. Plus la profondeur de rayure augmente, plus les grains nouveaux s'étendent loin du recuit. De même pour le cisaillement. Dans les lames très minces, à la surface des tôles étamées, le phénomène ne se produit plus. Il paraît passer par un maximum d'intensité dans des lames pliées de 0^{mm},5 environ, pour Sn, Pb. Peut-être une transition progressive étendue entre la région écrouie et la région rigoureusement intacte, favorise-t-elle la croissance.

CONSIDÉRATIONS SECONDAIRES.

Grains de solidification et grains de recuit. — L'« énergie cristalline », si on peut la nommer ainsi, ou peut être mieux « l'énergie » des grains de recuit, semble toujours très supérieure à celle des grains de solidification. On a vu que la déformation y produit un effet bien plus rapide ; en outre on remarque le phénomène suivant : lorsqu'on fond partiellement une éprouvette, ce sont les grains de la bordure solide qui servent d'amorce aux grains de solidification. S'ils sont primaires, ils reprennent presque la situation qu'ils avaient avant fusion. De petits grains fondus à moitié grandissent à peine. Si ces grains sont secondaires, ils s'étendent considérablement en formation basaltique. Un grain fondu à moitié, ou bien ne se développe pas, étant annihilé par son voisin, ou bien donne un grain allongé qui peut être 500 fois plus gros que lui.

Action des impuretés sur les grains secondaires. — Sauf dans le cas du laiton, elles restreignent la grosseur des grains, la vitesse de leur développement, et, d'une façon générale, tous les phénomènes constatés. Certaines solutions solides, les combinaisons définies, se solidifient généralement en grains secondaires, quelquefois mâclés. Nous pensons que la cause de ces phénomènes réside dans l'action du retrait de solidification.

Modification allotropique du fer. — Le fer paraît être le seul métal pur, dans lequel les grains subissent une modification structurale. Comme l'ont indiqué Osmond et Cartaud (1), on retrouve par l'indication des réseaux de joints quelquefois incomplètement effacés les traces de l'évolution des grains. Au passage β en γ , accompagné probablement de vives déformations (Rosenhain et Humphrey) (2),

(1) *Annales des Mines*, 1900.

(2) *Proc. Roy. Soc.*, 1909.

le réseau très serré de la texture nouvelle est tout différent de l'ancien. Les grains croissent ensuite en fonction de la température comme ceux de tous les métaux. Au refroidissement, au passage γ en β , la modification nouvelle cristalliserait à peu près dans les moules de l'ancienne ⁽¹⁾. Nous attribuons aux efforts mécaniques qui doivent se produire la cause de la rectification ou du déplacement des joints au refroidissement constaté par Osmond et Cartaud ⁽²⁾.

Remarque relative aux mâcles et aux réseaux. — Les réseaux de retrait suivent, comme nous l'avons vu, l'orientation et la structure des cristallites. D'autre part, comme dans tout cristal, les lames de mâcles sont orientées par rapport aux directions cristallitiques. Il devient alors possible de définir l'orientation de chaque grain suivant les directions des cristallites et des mâcles.

Sans approfondir davantage cette étude, nous pouvons dire qu'en général, dans les grains d'étain les plus résistants à l'attaque, et les plus brillants, on trouve une direction de mâcle inclinée sur l'une des directions cristallitiques de 57 à 60°, les deux autres directions de mâcle formant des angles de 72 à 83° et de 15 à 35°. Deux grains voisins ont souvent une direction de mâcle commune.

Les grains de recuit, après écrouissage local, se développent à travers toutes les lignes observables sans être strictement limités par elles, mais en subissant pourtant l'influence de chacune. Les joints de grains ou de mâcles opèrent sur eux un entraînement évident, les lignes du réseau de retrait semblent de petits fossés dans lesquels les grains s'étendent avant de les traverser.

Remarque. — Rosenhain et Ewen cherchent à démontrer que les joints sont constitués par du métal amorphe, ce qui nous paraît, en effet, vraisemblable ; peut-être les considérations précédentes pourront-elles servir à la discussion de la question. Les mailles du réseau cellulaire ne seraient-elles pas aussi de même nature ? Nous ne pensons pas que l'expérience de la liquéfaction prématurée des joints, rappelée dernièrement par Rosenhain et Humphrey ⁽³⁾, soit un argument décisif, car nos expériences sur les aciers écrasés et, en particulier, les aciers phosphoreux, montrent la discontinuité de la résistance relative des joints à chaud. La fragilité intercristalline au choc a

⁽¹⁾ On peut assimiler ces évolutions aux transformations minéralogiques dites directe et indirecte.

⁽²⁾ *Annales des Mines*, 1900, p. 146, fig. 8, pl. 6.

⁽³⁾ *Iron and Steel Institute*, 1913.

son maximum vers 500°, puis cesse pour se représenter vers 1300°⁽¹⁾.

Il est enfin bien possible que cette discontinuité ne se présente pas que dans le fer et ses alliages.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CLVII, n° 14, 15, 16 et 17; octobre 1913.

H. DESLANDRES. — Remarques sur les champs généraux, magnétique et électrique, du Soleil. — P. 517.

Discussion montrant que la constitution des couches solaires (photosphère, au-dessus une couche d'électricité négative, puis une couche d'électricité positive, et enfin une couche encore négative) forme un système cohérent qui explique les caractères révélés par l'observation. En particulier, les champs 10^{-7} gauss des couches supérieures observées à Meudon (Deslandres) et 25 gauss des couches basses observées au mont Wilson (Hale) s'expliquent parfaitement.

J. BOSLER. — Sur le spectre de la comète Metcalf, 1913 b. — P. 539.

Faible fond continu qui paraît s'étendre d'un bout à l'autre du spectre et trois condensations bien nettes : vers λ 473 (hydrocarbures), vers λ 407 et vers λ 338 (cyanogène).

EMILE JOUGUET. — Sur quelques propriétés des ondes de choc et combustion.
P. 545.

Théorie thermo-dynamique. — Le produit de la vitesse de l'onde explosive par celle de la déflagration lente est inférieur au carré de la vitesse du son dans le milieu avant.

LÉON GUILLET et VICTOR BERNARD. — Variation de la résilience des alliages industriels de cuivre en fonction de la température. — P. 548.

Le plomb a une influence défavorable sur la résilience à froid et à chaud des laitons; le bronze d'aluminium au zinc voit sa résilience

(1) Iron and Steel Institute, 1910.

décroître très rapidement avec l'élévation de température; le plomb et le zinc rendent les bronzes plus fragiles.

DE MONTESSUS DE BALLORE. — Sur un essai de synthèse des phénomènes sismiques et volcaniques. — P. 556.

Les travaux géologiques les plus récents tendent à faire considérer les mouvements orogéniques des géosynclinaux (plissements, chevauchements et surrections), comme subordonnés aux mouvements épirogéniques (déformations du relief, transgressions et régressions). Les tremblements de terre sont ainsi englobés dans une formule géologique plus étendue que celle qui les rattache aux géosynclinaux.

PH. FLAJOLET. — Observation d'une forme curieuse de cirrus. — P. 558.

Observation faite le 20 septembre 1913 à l'Observatoire de Saint-Genis-Laval de bandes de cirrus orientés d'une part et d'une perturbation magnétique d'autre part. Peut-être ces bandes sont-elles dues aux courants électriques circulant dans les couches supérieures de l'atmosphère, formés de rayons héliocatódiques aspirés vers la terre par le magnétisme terrestre (théorie de M. Birkeland) (1).

THADÉE PECZALSKI. — Relations entre les coefficients de dilatation et les coefficients thermodynamiques. — P. 584.

La considération de l'équation (2), où α et β sont les coefficients de dilatation à volume constant et à pression constante :

$$1) \quad dt = \frac{dv}{v\alpha} + \frac{dp}{p\beta},$$

permet de déduire :

$$1^{\circ} \text{ Pour les adiabatiques : } pv^{c\alpha} = C^{te};$$

$$2^{\circ} \text{ Pour la vitesse du son : } v = \sqrt{\frac{C}{c} \frac{\beta}{\alpha} \frac{p}{\rho}};$$

$$3^{\circ} \text{ Si } \frac{\beta}{\alpha} \text{ reste constant dans certain intervalle : } pv^{\frac{\beta}{\alpha}} = C^{te},$$

(1) *Revue générale des Sciences*, 15 août 1913.

(2) Voir *C. R.*, t. CLVI.

d'où

$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{\log v - \log v_0}{\log p - \log p_0}$$

(Ainsi pour l'eau, entre 1 et 25 atmosphères, on trouve $\frac{\beta}{\alpha} = 2705$;
pour l'éther entre 1 et 50 atmosphères, $\frac{\beta}{\alpha} = 452$.)

FRANCE GIRAUD. — Sur certaines réactions dépendant de courants de réponse.
P. 586.

Quand deux fils métalliques reliés à un galvanomètre sensible plongent dans un électrolyte, on a un courant en tordant ou en faisant vibrer un des fils (courant de réponse Bose).

Si le fil excité devient négatif, par rapport au fil au repos, la réponse est normale (cas général). Si le fil est positif, la réponse est anormale; elle redevient normale sous l'influence de vibrations répétées. La réponse est anormale avec des fils de cuivre bien polis et des solutions d'or, d'argent, de permanganate, d'iode et d'eau oxygénée; les solutions alcalines, acides, celles contenant K, Ca, Zn, Ni, donnent la réponse normale et gênent la réponse anormale avec l'or, etc.

R. DONGIER et C.-E. BRAZIER. — Effet sonore déterminé, au contact d'une pointe métallique et de la surface d'un cristal ou d'un métal, par le passage du courant alternatif. — P. 587.

Lorsque les variations d'intensité que le courant subit ont des fréquences perceptibles à l'oreille, on entend un son faible qui suit fidèlement ces changements.

On renforce en fixant la pointe à la plaque vibrante d'une capsule Marey réunie par un tube de caoutchouc avec un pavillon acoustique (modèle Pathé par exemple). Application à la réception des dépêches radiotélégraphiques distinctement, à une vingtaine de mètres du récepteur.

Le son s'élève lorsque la pression de la pointe croît (entre certaines limites; il s'élève avec la finesse de la pointe sans dépendre beaucoup du métal. Les cristaux et les métaux oxydés donnent de bons résultats.

Ch. GRAVIER. — Méthode de développement automatique des clichés photographiques. — P. 589.

Vitesse d'obturation $\frac{1}{40}$ seconde. — Diaphragme de l'objectif $\frac{F}{11,3}$ pour un sujet au soleil et $\frac{F}{4,5}$ pour un sujet à l'ombre bien éclairée.

Plaques rapides 24° Warnerke l'été; plaques extra-rapides 26 à 28° Warnerke l'hiver. Développement automatique à l'adurol pendant 5 minutes; fixage après lavage dans une solution d'hyposulfite acide en pleine lumière.

B.-A. DIMA. — Sur l'effet photo-électrique des composés métalliques. — P. 590.

On sait ⁽¹⁾ que le pouvoir photo-électrique des composés analogues du même métal diminue avec la valence du métal dans ces composés. Nouvelle vérification avec MnO , Mn^3O^4 , Mn^2O^3 , MnO^2 . Ceci peut expliquer la diminution de l'effet photoélectrique à mesure qu'on fait croître la durée d'exposition, l'oxyde inférieur ayant tendance à s'oxyder; par suite la valence augmente, et l'oxyde supérieur doit avoir une fatigue moins grande. PbO^2 par exemple ne se fatigue pas, tandis que PbO se fatigue très vite.

Les effets produits par les bromures sont intermédiaires entre ceux des chlorures et des iodures.

KCl , $PbBr^2$, PbI^2 se fatiguent aussi vite à la lumière qu'à l'obscurité. Pour KBr , $AgBr$, AgI , l'effet augmente très vite à la lumière pour diminuer lentement à l'obscurité; il y a probablement réduction. Pour $AgCl$, l'effet diminue à la lumière et à l'obscurité; le contraire a lieu pour $HgCl^2$.

YUJI SHIBATA et G. URBAIN. — Spectrochimie des complexes cobaltiques. P. 593.

Etude de l'absorption du spectre visible et de l'ultraviolet par des solutions de sels complexes cobaltiques.

On observe deux minima très nets vers λ 2000 et λ 3000 caracté-

(1) Voir C. R.. t. CLVI, p. 1366.

téristiques de l'atome cobaltique trivalent fonctionnant comme chromophore. Appelons hyperchromes les groupes auxochromes lorsqu'ils augmentent la sensibilité relative des bandes, hypochromes lorsqu'ils la diminuent, bathochromes ou hypochromes lorsqu'ils provoquent un déplacement des bandes vers le rouge ou l'ultraviolet.

L'eau, les ions carbonato et oxalato dissimulés fonctionnent comme bathochromes ; les groupes NO^2 sont fortement hyperchromes.

TAFFANEL et LE FLOCH. — Sur la combustion des mélanges gazeux. — P. 595.

Mélange de grisou et d'air à 6,5 0/0 de formène :

Température	535°	560°	575°	600°	620°	640°
CH^4 brûlé par seconde pour						
100 unités de mélange.....	0,00075	0,0016	0,0025	0,0037	0,0145	0,050

Mélanges de grisou et d'air :

Température.....	20°	175°	237°	312°	555°	690°
Teneur limite d'inflammabilité 0/0.....	5,8	5,25	4,75	4,3	3,4	3
Température d'inflammation.....	675	675	685	690	700	705
Température de combustion calculée.....	1 320°	1 350°	1 300°	1 280°	1 300°	1 330°

PIERRE IDRAC. — Recherches expérimentales sur le vol plané. — P. 635.

Près des falaises de Dieppe, dans les endroits où les goélands et les corbeaux volaient à voile, ou à l'arrière des paquebots que suivaient les goélands, l'auteur a constaté des courants ascendants de 2 à 3 mètres par seconde, par les photographies de petits ballons équilibrés en air calme à la pression et à la température du lieu de l'expérience; ces courants suffisent à soutenir les oiseaux (1).

R. FORTRAT. — Phénomène de Zeeman anormal sur le doublet λ 2853 du sodium. P. 636.

L'auteur avait jadis observé un triplet. Dans le champ magnétique de 49 400 gauss donné par l'électro Weiss au ferrocobalt, les

(1) Voir le travail de Valisisco Karpen pour le vol à la voile, *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 101 et 399.

deux composantes diffuses ont été dédoublées et il est apparu deux nouvelles composantes dont l'une très faible. Les résultats obtenus confirment la théorie de Voigt ⁽¹⁾, et son hypothèse que les liaisons deux à deux des électrons qui émettent le doublet sont proportionnelles au champ magnétique extérieur, avec des coefficients qui se déduisent l'un de l'autre par permutation circulaire aussi bien pour les liaisons externes que pour les liaisons internes.

JULES AMAR. — Effets physiologiques du travail et « degré de fatigue ». — P. 646.

Tant que le rythme et l'amplitude des pulsations suivent la progression du travail, tant que leur régularité ainsi que le dicrotisme s'observent parfaitement, l'activité des muscles peut être considérée comme normale.

F. DIENERT. — Remarques au sujet des expériences avec la fluorescéine.
P. 660.

La fluorescéine donne quelquefois des résultats négatifs dans son emploi pour déceler les communications possibles entre sources, lieux de contamination et sources, etc.

Pour retenir la fluorescéine contenue dans un grand volume d'eau et qui, diluée, peut échapper à l'observation, on fait passer l'eau additionnée de 1 gramme de SO^4H^2 par litre sur du sable des alluvions de la Seine, lavé d'abord à l'eau acidulée. La fluorescéine est retenue.

On la redissout en traitant le sable par de l'eau chargée d'ammoniaque qui neutralise l'acide.

MAURICE HAMY. — Sur un dispositif de spectrographe à réseau objectif propre à la mesure des vitesses radiales. — P. 666.

Devant un réseau qui donne deux spectres de même intensité pour une incidence convenable, on installe deux chambres photographiques propres à enregistrer les spectres en question. Sur le bâti de la monture on fixe : 1° un chercheur destiné à suivre l'axe dont on veut avoir la vitesse radiale; 2° un collimateur muni d'un miroir mobile, la fente étant à peu près parallèle aux traits du réseau après

⁽¹⁾ *Ann. der Physik*, t. XLII; 1913.

réflexion sur le miroir ; lui-même est orienté de façon à envoyer le faisceau issu du collimateur dans une direction voisine de celle de l'axe du chercheur. L'appareil étant installé sur son support équatorial, on le dirige sur l'étoile à étudier et on maintient l'image en place dans le chercheur.

La pose faite, le miroir est amené dans la position d'utilisation et la fente est éclairée par une source de spectre connu. Les deux clichés permettent la mesure des vitesses radiales. Théorie.

H. DESLANDRES et L. d'AZAMBUJIA. — Lois relatives à la structure des spectres de bandes et aux perturbations de leurs séries arithmétiques. — P. 671.

$$N = f(n^2, p^2) + (m + \alpha)^2 + B(n + \beta)^2 + \varphi(p^2),$$

B, C, α , β , γ étant des constantes ; m , n , p , des nombres entiers successifs. φ est une fonction non encore déterminée. φ a, dans certains cas, la forme $C(p + \gamma)^2$. Aussi les raies d'une même bande, les bandes d'un même spectre sont divisibles en séries dont les intervalles croissent en progression arithmétique. Deux valeurs particulières de n et p donnent la tête ou raie origine d'une bande, et les valeurs successives de m donnent la bande elle-même. En outre les bandes qui dépendent d'une même valeur de p ont les mêmes irrégularités et perturbations. Vérifications.

CH. MOUREU, P.-TH. MULLER et J. VARIN. — Réfraction et rotation magnétique des composés à fonction acétylénique. — P. 679.

Tableau. — La proximité de la triple liaison et d'un radical négatif (ou peu saturé) donne naissance, dans la série grasse, à une exaltation plus ou moins grande de la réfraction et de la rotation, qui s'augmentent dans la série aromatique par le voisinage direct de la triple liaison et du groupement phényle, l'exaltation relative de la rotation étant plus grande, du reste, que celle de la réfraction.

A. CLAUDE et L. DRIENCOURT. — Sur un micromètre impersonnel à coïncidences. — P. 685.

Au lieu de chercher à déterminer une fraction d'intervalle de battements pour avoir l'heure du passage d'une étoile par un fil horaire

de position donnée, on amènera le fil dans une position telle que le passage de l'étoile derrière lui coïncide avec un battement. Dispositif proposé : un cadre de micromètre formant parallélogramme articulé. Les grands côtés peuvent, en tournant autour d'axes passant par leurs milieux, prendre des inclinaisons variables dans le plan focal ; les petits côtés resteront toujours parallèles aux fils horaires et sur le cadre seront tendus des fils équidistants parallèles aux petits côtés.

HENRI VILLAT. — Sur la validité des solutions des problèmes d'hydrodynamique. P. 700.

Théorie mathématique.

EMILE BOREL. — La cinématique dans la théorie de la relativité. — P. 703.

Complément à la note du 20 janvier 1913.

Le problème de la composition des vitesses se pose ainsi :

Étant donné un système A, par rapport auquel on a mesuré les vitesses de deux systèmes B et C, déterminer, au moyen des mesures faites à l'intérieur des systèmes B et C, la vitesse d'un quatrième système D par rapport à A.

GIROUSSE. — Sur l'électrolyse du plomb et du fer dans le sol. — P. 705.

1° La résistance entre deux électrodes placées en terre comprend la résistance de la terre, qui diminue à mesure que l'humidité augmente et celle des contacts entre la terre et les électrodes ; celle-ci est inversement proportionnelle à la surface et le contact plomb-terre est plus résistant que le contact fer-terre ;

2° Ces résistances sont indépendantes des forces électromotrices et des intensités mises en jeu (16 volts et 0,01 ampère par décimètre carré) ;

3° En circuit ouvert, il y a une différence de potentiel de 0,51 à 0,2 volt, du plomb vers le fer ; en circuit fermé, l'électrolyse se produit sur la plaque positive, aucune tension critique n'étant nécessaire ;

4° La perte de poids est proportionnelle à la quantité d'électricité qui a passé ;

5° Par suite, l'électrolyse des conduites en fer placées dans le sol au voisinage des voies de tramways électriques peut se produire dès que les conduites sont positives par rapport aux rails; l'électrolyse des câbles sous plomb (moins attaqué que le fer) se produit dès que la différence de potentiel Pb-rails dépasse 0,2 volt.

G. SAGNAC. — L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme. — P. 708.

On fait tourner uniformément, à un ou deux tours par seconde, autour d'un axe vertical, un plateau horizontal portant les diverses pièces d'un interféromètre ⁽¹⁾ et en outre une petite source lumineuse et une plaque photographique. Les deux faisceaux interférents, réfléchis par quatre miroirs placés au bord du plateau tournant, sont superposés en sens inverse sur un même circuit horizontal entourant une certaine aire. Sur les photographies données par les rotations dextrorsum et sinistrorsum, le centre de la frange centrale présente deux positions différentes; l'auteur démontre que cela doit être regardé comme une manifestation directe de l'éther lumineux.

L. GAY. — La tension d'expansibilité des liquides anormaux. — P. 711.

Nouvelle vérification de la relation (1) :

$$\log \pi = \log \frac{RT}{V - b} + \frac{b}{V - b} - \frac{EL + PV - RT}{RT}.$$

π tension d'expansibilité, V volume moléculaire, b covolume et L chaleur moléculaire d'idéalisation.

Les corps utilisés ont été le pentane, l'hexane, l'heptane et l'octane normaux, le diisobutyle, le bromure d'éthyle, le bromobenzène et l'éther éthylique.

Si V_c , O et π sont les volume, température et pression critique, on vérifie que :

$$\frac{V_c}{b} = 3,65 \quad \text{et} \quad \frac{R\theta}{\pi b} = 13,8 \text{ environ.}$$

⁽¹⁾ Voir *C. R.*, t. CL, p. 1676.

⁽¹⁾ *C. R.*, t. CLIII et CLVI.

TAFFANEL. — Sur la combustion des mélanges gazeux et les vitesses de réaction. — P. 714.

Des températures et des limites d'inflammation, des retards à l'inflammation, des vitesses de propagation, on peut déduire les vitesses de réaction. C'est ce que montre l'auteur; graphique.

Pour la chaleur en calories dégagée par seconde et par une masse de gaz de 1 centimètre cube à (0°, 76), on trouve des nombres compris entre 10^3 et 10^4 pour les mélanges de formène et d'air et allant jusqu'à 10^6 pour le mélange d'H et d'air.

G. BOIZARD.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXVI; septembre et novembre 1913.

R.-V. SOUTHWELL. — Sur l'écrasement des tubes soumis à une pression extérieure : II. — P. 502-511.

Suite d'un mémoire où l'auteur compare avec les résultats des expériences la théorie qu'il a déjà donnée de la résistance à l'écrasement des tubes soumis à une pression extérieure.

E.-M. WILLISCH et J.-W. WOODROW. — Expériences sur l'ionisation en colonne. P. 511-528.

Les auteurs comparent les ionisations produites par une particule α quand on les mesure dans un champ transversal ou dans un champ parallèle. Les résultats obtenus confirment l'opinion de Moulin et Langevin, d'après qui le relèvement caractéristique de la courbe d'ionisation par les particules α , correspondant au cas où l'on emploie un champ longitudinal, est dû entièrement à la recombinaison des ions dans la colonne. L'idée mise en avant par Willisch et Bronson, qui l'attribuaient en partie à l'ionisation par chocs, ne peut plus être maintenue. La théorie donnée par Langevin de la recombinaison semble applicable à l'ionisation produite par une particule α .

ALEXANDRE FLECK. — La désintégration de l'uranium X. — P. 528-535.

L'auteur confirme l'existence d'un nouveau produit de désintégration radioactif, l'uranium X₂, découvert par Fajans et Göhring. La durée de vie moyenne de ce nouveau produit est 1,6 minute. Les rayons β durs de l'uranium X proviennent de l'uranium X₂, comme l'ont trouvé Fajans et Göhring, et les rayons β mous de l'uranium X₁. Il résulte de là que l'uranium X₂ ne peut être parent de l'actinium.

G.-H. LIVENS. — Sur le pouvoir rotatoire intrinsèque des solutions.
P. 535-539.

L'auteur critique les explications des anomalies dans le pouvoir rotatoire des solutions fondées sur la dissociation électrolytique et la formation d'agrégats moléculaires.

J.-A. GRAY. — Notes sur les rayons β et γ. — P. 540-544.

L'auteur montre que le fait que la courbe d'ionisation par les rayons β ou γ soit représentée par une exponentielle ne suffit pas pour que l'on puisse dire que le caractère des rayons n'a pas été altéré en traversant la substance absorbante.

R.-W. WOOD. — La polarisation de la lumière des spectres de résonance.
P. 846-848.

Wood a étudié la polarisation de la lumière du spectre de résonance de la vapeur d'iode. La lumière excitatrice étant celle de la raie verte du mercure, il a trouvé que la polarisation est *la même pour toutes les raies du spectre de résonance*. La proportion de lumière polarisée est de 11 0/0 quand la lumière incidente est elle-même polarisée et de 6,4 0/0 quand elle ne l'est pas. Dans ce dernier cas, si la vapeur d'iode est mêlée à de l'hélium à la pression de 3^{mm},8, la proportion est seulement de 4 0/0.

R.-W. WOOD. — Spectre de résonance de l'iode
avec une forte dispersion. — P. 828-846.

L'auteur ayant pu photographier le spectre de résonance de la vapeur d'iode avec la grande dispersion d'un réseau associé à un objectif de 3 mètres et utilisé dans le quatrième ordre, précise et complète les résultats décrits dans les mémoires précédents.

1° Il a étudié les conditions d'apparition du spectre de bandes qui est produit lorsque la vapeur d'iode est mêlée avec de l'hélium ou un gaz de ce groupe à la pression de quelques millimètres. Ce spectre se produit également bien lorsque le tube contenant seulement de la vapeur d'iode est refroidi à l'une de ses extrémités dans un bain de glace.

Wood montre expérimentalement que le spectre de bande est plus fortement absorbé par la vapeur d'iode que les raies de résonance, ce qui explique que dans les conditions ordinaires ces raies apparaissent seules ;

2° La fluorescence de la vapeur d'iode, de même d'ailleurs que celle des vapeurs de sodium et de potassium, n'est pas accompagnée de phosphorescence, contrairement à ce qui se passe dans le cas de la vapeur de mercure ;

3° La plus importante partie du mémoire est consacrée à l'étude des relations entre le spectre de résonance, le spectre d'absorption et la longueur d'onde de la lumière excitatrice.

On pouvait penser que chacune des raies de résonance occupait la même position que l'une des nombreuses raies du spectre d'absorption. En fait, il n'en est pas ainsi.

Lorsque la longueur d'onde de la radiation excitatrice coïncide avec celle d'une raie d'absorption, on obtient par résonance d'abord une radiation de même longueur d'onde que Wood appelle raie R.R. (radiation de résonance), qui fait partie d'une série de raies distribuées de part et d'autre à des intervalles à peu près égaux dans un spectre normal. La série présente d'ailleurs souvent des lacunes. Mais la raie R.R., de même d'ailleurs que les autres raies de la série, est accompagnée de satellites. Si la raie excitatrice est assez large pour que, dans l'intervalle des longueurs d'onde auquel sa largeur correspond, il y ait dans le spectre d'absorption plusieurs raies, chacune de ces raies d'absorption est excitée et donne une série de

raies accompagnées de satellites. On obtient dans ce cas, comme dans l'autre, une série de groupes de raies à peu près équidistants. Le largeur de ces groupes est à peu près la même pour tous ; et, pour chacun d'eux, elle est plus de 10 fois plus grande que la largeur du groupe des raies d'absorption excitées, ce qui prouve bien que chaque raie d'absorption donne naissance à plus d'une raie dans chaque groupe. Le nombre des raies satellites, de même que la largeur des groupes, croît avec le nombre des raies d'absorption excitées. Avec les dispersions employées, les raies principales de chaque groupe ne sont pas toujours séparées ; elles forment comme le noyau du groupe. Dans chacun de ces groupes, la position de chaque raie satellite par rapport à celle du noyau dépend de la raie d'absorption qui lui a donné naissance, et elle est la même dans toute l'étendue de la série.

Wood a fait une étude détaillée des groupes de résonance excités par la raie verte du mercure dont la largeur peut varier de façon à couvrir de deux jusqu'à sept raies du spectre de l'absorption de l'iode.

Il numérote les groupes de part et d'autre de la raie R. R. comme le spectres des différents ordres des réseaux. Tous ces groupes ne présentent pas exactement la même apparence. On peut les diviser en deux catégories. Les uns sont formés de composantes relativement fines dont le nombre maximum, correspondant au cas où la raie excitatrice couvre les 8 raies d'absorptions numérotées par Wood de 0 à 7, est 9 : un triplet faible du côté violet, un triplet intense au centre, un triplet faible du côté rouge ;

Les autres sont formés de composantes moins bien définies et devenant moins nombreuses. Si on désigne par S les premiers, où d'ailleurs quelques composantes peuvent manquer parfois, et par H les autres, on a pour l'ensemble du spectre de résonance la succession suivante :

Ordre	1 0 1 2 3	4 5 6 7 8	9 10	11 12 13 14 15	16 17 18 19 20
	H S S H S	H S S H S	S	H S S H S	H S S H S

où l'on remarque une perturbation corrélative de l'absence du groupe 9.

Le groupe d'ordre 1 se prête particulièrement bien à une analyse approfondie. En faisant varier la largeur de la raie excitatrice et en

éliminant certaines des raies d'absorption intéressées de l'iode au moyen de l'absorption du brome, Wood est arrivé à établir à laquelle des raies d'absorption excitées est due chacune des 9 composantes de ce groupe.

Dans l'ensemble, les raies de résonance excitées par les deux raies jaunes du mercure présentent les mêmes caractères que celles qui dérivent de la raie verte. Wood donne le relevé des longueurs d'onde de toutes ces raies.

F. CROZE.

F. HORTON. — Décharges à bas potentiel dans les tubes à vide élevé.
P. 902-905.

Le professeur Strutt a récemment décrit une forme particulière de décharge dans les tubes où le vide est très poussé. Dans un appareil où les deux électrodes étaient deux cylindres coaxiaux, une différence de potentiel de plusieurs milliers de volts pouvait être appliquée sans que la décharge se produise, tandis que, sous l'action d'un champ magnétique parallèle à l'axe des cylindres, la décharge lumineuse se produit pour une différence de potentiel de 300 à 400 volts.

L'auteur, en étudiant l'ionisation produite par les substances chauffées, a été amené à examiner les effets d'un champ magnétique sur l'émission négative lorsqu'on fait varier la pression dans l'appareil. Il constata que les effets dépendent non seulement de la grandeur du champ magnétique exercée, mais aussi de la pression du gaz et de la différence de potentiel appliquée. Pour certaines pressions, une grande différence de potentiel, un champ magnétique faible accroît l'intensité du courant. Gardant la pression constante, si on diminue le voltage, on arrive à une valeur pour laquelle le champ magnétique n'a plus d'action; pour une valeur inférieure du voltage, l'action du champ magnétique change de sens et diminue l'intensité du courant.

L'auteur explique ces faits à l'aide de la théorie de l'ionisation par collision, d'accord en cela avec le professeur Townsend et en opposition avec le professeur Strutt.

C.-D. CHILD. — Les lignes spectrales des molécules non chargées.
P. 906-912.

On a souvent discuté pour savoir si les lignes spectrales sont produites par des ions positifs ou par les molécules résultant de la recombinaison des ions positifs et négatifs. L'auteur, d'après ses expériences, pense que c'est cette dernière hypothèse qu'il faut admettre. Il a constaté en effet que la vapeur produite par un arc au mercure dans le vide et se condensant dans une partie spéciale de l'appareil est lumineuse et donne un spectre semblable à celui de l'arc. Cette luminosité peut être altérée par un champ électrique. On ne peut la concentrer en un point, et elle n'est pas due à des radiations provenant de l'arc. Ces faits ne peuvent être expliqués en supposant que la lumière est due à une action chimique ou à l'ionisation de la vapeur.

N. CAMPBELL. — Un cas spécial de conduction gazeuse. — P. 912-924.

L'auteur esquisse une théorie de la conduction dans un gaz ionisé applicable dans le cas où les effets de la recombinaison des ions sont inappréciables comparés à ceux dus à leur diffusion. Dans ces conditions, la forme de la courbe de saturation du gaz ionisé ne dépend que de la température du gaz.

Le mémoire reproduit ensuite les résultats obtenus pour la courbe de saturation de l'air, de l'hydrogène et de l'anhydride carbonique pour des pressions inférieures à la pression atmosphérique. Les gaz étaient placés entre deux plateaux séparés par une distance de 3 millimètres et ionisés par des rayons α ou des rayons X. N. Campbell a constaté incidemment que tous les ions ne sont pas forcément absorbés par les surfaces métalliques sur lesquelles ils tombent.

La forme des courbes de saturation trouvées est inexplicable dans la théorie de la conduction, qui s'applique aux cas où la recombinaison est notable. D'un autre côté, le cas réalisé est à peu près celui envisagé théoriquement, et les résultats expérimentaux confirment les conclusions formulées d'après l'étude mathématique, bien que certaines anomalies inexplicables aient été observées quand l'ionisation a lieu par les rayons β ou γ durs.

A. FERGUSON. — Sur les forces agissant sur une sphère solide en contact avec une surface liquide. — P. 925-934.

L'auteur étudie théoriquement ce problème et vérifie expérimentalement avec la benzine, l'alcool et l'eau, la formule qu'il déduit des calculs.

H. VIGNERON.

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XLII, n° 11 et 12; 1913.

K.-F. LINDMANN. — Sur l'absorption des oscillations hertziennes dans le fer. P. 30-44.

Des recherches antérieures ont montré que l'absorption des ondes électriques dans les masses métalliques dépend de la nature du métal et en particulier de sa conductivité et de ses propriétés magnétiques. C'est ce dernier point que l'auteur s'est attaché à étudier et à vérifier. Il se servait d'un réseau de résonateurs circulaires constitués soit par des fils de cuivre, soit par des fils de fer, et il mesurait l'intensité du rayonnement passant à travers le réseau et réfléchi par lui. La longueur d'onde des oscillations utilisées était de 26 centimètres. Les résultats des expériences mirent en évidence que l'intensité de rayonnement à travers le réseau de résonateurs est plus faible quand ceux-ci sont en fer que lorsqu'ils sont en cuivre. Il en est de même du rayonnement réfléchi par le réseau. On peut déduire des chiffres trouvés que l'absorption d'énergie rayonnée est d'au moins 70/0 plus grande dans le fer que dans le cuivre. Cette différence tient principalement aux propriétés magnétiques du fer sans que la résistance du résonateur intervienne d'une manière notable. En effet des mesures réalisées avec des fils de fer de différents diamètres conduisirent à des résultats très voisins.

L'auteur a complété son étude en comparant le pouvoir réfléchissant pour les ondes électriques de deux miroirs plans identiques, l'un en fer, l'autre en cuivre. Il trouva que l'intensité de rayonnement était un peu plus faible dans le cas du fer. Mais la différence (1 à 20/0)

est de l'ordre des erreurs d'expérience. Ce résultat se concilie assez bien avec la formule théorique indiquée par Drude ⁽¹⁾ :

$$r = 1 - 2 \sqrt{\frac{\mu}{\sigma c^2 T}},$$

où r est le rapport des intensités des ondes réfléchies et incidentes, ν la perméabilité du milieu réfléchissant, σ sa conductivité, c la vitesse de propagation des ondes dans l'air, et T leur période de vibration. Si on admet, d'après les recherches de Klémencic ⁽²⁾, que la perméabilité du fer pour les ondes hertziennes est de l'ordre de 400, l'équation précédente donne pour r : 0,998. L'auteur conclut que les propriétés magnétiques du fer subsistent même aux fréquences de 10^9 par seconde, la valeur de la perméabilité étant au moins égale à celle qu'a indiquée Klemencic.

PAUL DE LA GORCE.

CARL BENEDIKS. — Obtention de la loi de la répartition de l'énergie de Planck à partir de l'hypothèse de l'agglomération; relation simple entre la durée et la fréquence. — P. 133-162.

Des travaux récents (C. Benediks, W. Broniewski, E. Holm, A. Smits, A. Nigaud, etc.) ont montré qu'il se produit très probablement dans les corps solides des transformations moléculaires lentes d'une très grande importance. Il ne faut donc plus admettre *a priori* que les corps solides sont monoatomiques. Au contraire, l'hypothèse d'une association, ou plutôt d'une « agglomération » des atomes mobiles, en complexes immobiles, pourrait peut-être rendre compte des variations de la chaleur spécifique (F. Richarz, J. Duclaux). Cette agglomération augmenterait quand la température baisse.

Par un calcul rapide, basé sur des hypothèses certainement inexactes, l'auteur montre d'abord que l'agglomération permet d'obtenir des courbes de chaleurs spécifiques voisines des courbes expérimentales.

Puis l'auteur évalue l'énergie des corps agglomérés. Elle est de la forme :

$$W = 3RT - W_0 + F(T).$$

(1) P. DRUDE, *Physik des Äthers*, p. 574 ; 1894.

(2) J. KLEMENCIC, *Wied. Ann.*, L, p. 456 ; 1893.

En première approximation

$$F(T) = \frac{W_0^2}{9RT}$$

Et, si l'on admet que W_0^2 est proportionnel à la cohésion (durée) du corps solide et inversement proportionnel à son poids atomique, on trouve que W_0 est proportionnel à une fréquence :

$$W_0 = b\nu.$$

La valeur exacte de $F(T)$ est :

$$W_0 \left(\cotang h \frac{W_0}{3RT} - \frac{3RT}{W_0} \right),$$

c'est-à-dire une fonction analogue à celle que Langevin obtient pour le paramagnétisme.

À partir de ces relations, on peut obtenir la formule de Planck sous l'une des deux formes suivantes :

$$W = 3R \frac{\beta\nu}{e^{\frac{\beta r}{T}} - 1},$$

$$W = 3R\beta\nu \left[\frac{1}{e^{\frac{\beta r}{T}} - 1} + \frac{1}{2} \right].$$

Enfin l'auteur obtient une relation aussi exacte que la formule de Lindemann entre la fréquence ν , le volume atomique V , le poids atomique A , la densité ρ et le coefficient de dilatation linéaire α :

$$\nu = \frac{a_2}{A} \sqrt{\frac{\rho}{\alpha}}.$$

On peut donc, par une voie purement physique et sans s'appuyer sur l'hypothèse des quanta, obtenir l'équation de répartition de Planck, en supposant qu'il existe des agglomérations d'atomes à basse température.

HANS SCHMIDT. — Emission et absorption du gaz carbonique chauffé.
P. 415-458.

L'auteur mesure pour une série de températures (20° à 30°) et de

longueur d'onde ($4^{\mu}.93$ à $4^{\mu}.69$) le pouvoir émissif E et le pouvoir absorbant A d'une couche de CO^2 . Si la loi de Kirchhoff est applicable, $\frac{E}{A}$ doit être égal au pouvoir émissif du corps noir dans les mêmes conditions; l'auteur mesure ce pouvoir émissif dans le même appareil.

Les résultats de son travail sont les suivants :

- Le gaz carbonique, même chauffé d'une manière homogène, émet un spectre d'émission ou d'absorption discontinu tel que l'avait trouvé Paschen;

À pression constante, l'absorption dans les bandes, surtout du côté des grandes longueurs d'onde, augmente quand la température s'élève, mais les bandes s'élargissent peu;

Il est très probable que la loi de Kirchhoff s'applique quantitativement au rayonnement du gaz carbonique régulièrement chauffé;

Si l'on appelle rayonnement thermique, le rayonnement produit uniquement par l'élévation de la température, l'émission discontinue du CO^2 a bien le caractère d'un rayonnement thermique.

P. JOB.

R. LADENBURG et F. REICHE. — L'absorption sélective. — P. 184-209.

I. Ce mémoire comprend deux parties. Dans la première les auteurs calculent d'après la théorie de la dispersion de Drude la quantité de lumière de fréquence comprise entre ν et $\nu + \delta\nu$, qui est absorbée par une couche d'épaisseur donnée l d'une substance. Ils se limitent au cas où le produit $n\kappa$ de l'indice de réfraction n par le coefficient d'extinction κ est petit par rapport à l'unité. D'après la théorie de Drude, dans le cas d'une bande d'absorption isolée, d'intensité moyenne, correspondant à la fréquence ν_0 et à un nombre N d'électrons par unité de volume, et à l'intérieur de laquelle l'indice de réfraction varie peu, le produit $n\kappa$ est donné par la formule :

$$n\kappa = \frac{\rho\nu'}{2n_0} \frac{\nu}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu^2\nu'^2}$$

n_0 étant l'indice de réfraction au voisinage de ν_0 , ρ étant égal à $4\pi N \frac{e^2}{m}$ et ν' représentant le coefficient d'amortissement.

Cela posé, pour le calcul qu'ils ont en vue, les auteurs distinguent

deux sortes d'absorption sélective : l'absorption d'ensemble (*Gesamtabsorption schlechtin*), quand la source lumineuse est une petite portion de spectre continu ; l'absorption par raies (*Linienabsorption*), quand la source lumineuse est une raie spectrale, émise par un corps identique au corps absorbant.

1° Pour calculer l'absorption d'ensemble, ils admettent que, si $E_a d\nu$ est l'intensité d'un faisceau incident de rayons parallèles, l'intensité du faisceau transmis $E_a d\nu$ sera, d'après la loi de Biot-Lambert, donnée par l'expression :

$$E_a \cdot d\nu = E_a \cdot d\nu \cdot e^{-2kl},$$

ou $k = n_x \cdot \frac{\nu}{c}$, et par suite :

$$2kl = \sigma \frac{\nu^2}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu^2 \nu'^2}, \quad \text{en posant} \quad \sigma = \frac{\rho \nu' l}{n_0 c}.$$

Si E_a est constant dans l'intervalle des fréquences que l'on considère, l'absorption A sera donnée par l'intégrale :

$$A = 1 - \frac{E_a \int_{\nu_0 - \delta}^{\nu_0 + \delta} e^{-2kl} \cdot d\nu}{E_a \int_{\nu_0 - \delta}^{\nu_0 + \delta} d\nu} = \frac{1}{2\delta} \int_{-\delta}^{+\delta} \left(1 - e^{-\frac{\sigma}{4\mu^2 + \nu'^2}} \right) d\mu = \frac{1}{2\delta} \cdot R',$$

où l'on fait $\mu = \nu_0 - \nu$ et $\nu_0 + \nu = 2\nu_0$ dans l'intervalle considéré.

En intégrant, on obtient d'une façon générale :

$$A = \frac{1}{2\delta} \left\{ \pi r \frac{\nu'}{2} \cdot e^{-\frac{r}{2}} \left[J_0 \left(\frac{ir}{2} \right) - iJ_1 \left(\frac{ir}{2} \right) \right] + 2\delta \left(1 - e^{-\frac{\sigma}{4\delta^2}} \right) - \sqrt{\pi\sigma} \cdot \Phi \left(\frac{\sqrt{\sigma}}{2\delta} \right) \right\}.$$

J_0 et J_1 étant les fonctions de Bessel d'ordre zéro et d'un ordre un, Φ la fonction des erreurs, et r étant mis pour $\frac{\rho l}{n_0 c \nu'} = \frac{\sigma}{\nu'^2}$.

Les deux derniers termes de la parenthèse sont négligeables en première approximation. Il résulte de là que l'on a :

$$A = \frac{1}{2\delta} \cdot \frac{\pi \rho l}{2 n_0 c} \quad \text{pour les valeurs de } r \text{ plus petites que } 1;$$

$$A = \frac{1}{2\delta} \cdot \frac{\pi r \nu'}{2} \cdot e^{-\frac{r}{2}} \left[J_0 \left(\frac{ir}{2} \right) - iJ_1 \left(\frac{ir}{2} \right) \right] \quad \text{pour } r \text{ de l'ordre de } 1;$$

$$A = \frac{1}{2\delta} \sqrt{\frac{\pi \rho \nu' l}{n_0 c}} \quad \text{pour les valeurs de } r \text{ plus grandes, mais telles que } r \leq \frac{4\delta^2}{\nu'^2}.$$

On arrive ainsi pour l'absorption d'ensemble aux conclusions suivantes : 1° elle est inversement proportionnelle à la largeur représentée par 2δ de la portion de spectre continu qui sert de source lumineuse ; 2° quand r est petit, c'est-à-dire quand le nombre des centres absorbants est petit, elle est proportionnelle au nombre de ces centres et indépendante du coefficient d'amortissement ν' ; 3° quand le nombre des centres absorbants augmente, elle est en première approximation proportionnelle à la racine carrée du produit de ce nombre des centres par le coefficient d'amortissement.

2° Pour calculer l'absorption par raies, il faut se donner la distribution de l'intensité à l'intérieur de la raie qui sert de source lumineuse, c'est-à-dire la fonction $E_a(\nu)$. Ladenburg et Reiche posent :

$$E_a(\nu) = \varepsilon(1 - e^{-2kl}),$$

ε étant considéré comme constant dans l'intervalle étudié.

De cette sorte l'intégrale qui donne l'absorption A_L est :

$$A_L = 1 - \frac{\int_{-\delta}^{+\delta} (1 - e^{-2kl}) e^{-kl} \cdot d\mu}{\int_{-\delta}^{+\delta} (1 - e^{-2kl}) \cdot d\mu} = \frac{\int_{-\delta}^{+\delta} (1 - e^{-2kl})^2 \cdot d\mu}{\int_{-\delta}^{+\delta} (1 - e^{-2kl}) \cdot d\mu} = \frac{Q'}{R'}$$

L'intégrale Q' qui figure au numérateur de cette expression a pour valeur :

$$Q' = \pi r \nu' \left\{ e^{-\frac{\sigma}{2}} \left[J_0\left(\frac{ir}{2}\right) - iJ_1\left(\frac{ir}{2}\right) \right] - e^{-r} [J_0(ir) - iJ_1(ir)] \right\} \\ + 2\delta \left[1 - e^{-\frac{\sigma}{4\delta^2}} \right]^2 - 2\sqrt{\pi\sigma} \cdot \Phi\left(\frac{\sqrt{\sigma}}{2\delta}\right) + 2\sqrt{\frac{\pi\sigma}{2}} \cdot \Phi\left(\frac{1}{\delta}\sqrt{\frac{\sigma}{2}}\right).$$

Celle qui figure au dénominateur a déjà été rencontrée à propos de l'absorption d'ensemble. En ne conservant dans ces deux intégrales que le premier terme, on a en première approximation :

$$A_L = \frac{Q'}{R'} = 2 - 2l \frac{-\frac{\sigma}{2}}{2} \cdot \frac{J_0(ir) - iJ_1(ir)}{J_0\left(\frac{ir}{2}\right) - iJ_1\left(\frac{ir}{2}\right)}$$

On voit ainsi que l'on a :

$A_L = 0$ pour les très petites valeurs de r ($r < 1$);

$A_L = \frac{r}{2} = \frac{\rho l}{2n_0 \cdot c \cdot v}$, pour les valeurs moyennes de r ;

$A_L = 2 - \sqrt{2} = 0,58575$ pour les grandes valeurs de r .

Il résulte de cette dernière conclusion que si deux couches d'une même substance émettant une même raie d'intensité i sont placées l'une derrière l'autre, le rapport de l'intensité i' de la raie donnée par l'ensemble des deux couches à l'intensité i :

$$\frac{i'}{i} = \frac{i + i(1 - A_L)}{i} = 2 - A_L,$$

aura pour limite, pour r très grand, la valeur $\sqrt{2}$. Ces résultats s'appliquent aussi si dans l'intervalle considéré, on a plusieurs raies assez séparées pour qu'il n'y ait pas d'influence entre les courbes d'absorptions correspondantes.

3° Si l'on admet, comme l'ont fait Ladenburg et Reiche, qu'à l'intérieur d'une raie la distribution de l'intensité est proportionnelle à la distribution de l'absorption, on obtient, pour l'énergie totale contenue dans une raie, l'expression $E = \epsilon R'$, et l'on retrouve pour les relations entre E et le nombre des centres actifs d'une part et le coefficient d'amortissement d'autre part les conclusions qui ont été données à propos de l'absorption d'ensemble.

II. Dans la deuxième partie, les résultats de la théorie sont comparés avec les résultats des expériences, et en particulier de celles de Gouy.

1° Les expériences de Gouy sur les flammes des sels de sodium montrent, comme l'indique la théorie, que le rapport $\frac{i'}{i}$ tend vers une limite égale à $\sqrt{2}$ quand on fait croître la densité de la vapeur. L'ensemble des valeurs obtenues pour $\frac{i'}{i}$ par le calcul et par l'expérience pour des valeurs différentes de la densité présente un accord satisfaisant, d'autant meilleur que dans le calcul on pousse plus loin l'approximation. Les expériences de Gouy confirment aussi le rapport établi par la théorie entre l'énergie E d'une raie spectrale et la

densité de la vapeur. Le rapport $\frac{E}{A_\lambda}$ varie de 1 à 31, tandis que $\frac{E}{A}$ reste constant quand on fait croître la densité ;

2° La formule donnée par lord Rayleigh pour la distribution de l'intensité à l'intérieur d'une raie spectrale ne semble au contraire pas représenter exactement les phénomènes observés par M. Gouy.

J. STARK. — Discussion sur le système des séries du mercure : remarques sur les explications de M. Paschen. — P. 238-240.

L'auteur maintient que les raies du mercure 2536 et 4078 n'appartiennent pas à la même série. En effet :

1° Elles ne donnent pas le même effet Döppler dans les rayons-canaux : 4078 est due à un atome-ion positif trivalent, 2536 à l'atome neutre ;

2° L'identité de la décomposition magnétique de 4078 et de 2536 n'est pas établie et ne suffirait d'ailleurs pas à prouver que ces raies appartiennent à la même série.

Stark ajoute que, d'après les variations de leurs intensités, les raies 4108 et 4078, rangées par Paschen dans des séries différentes, doivent appartenir à un même système de séries.

J. STARK, G. WENDT, H. KIRSCHBAUM et R. KUNZER. — Raies monovalentes et raies polyvalentes des spectres de l'aluminium, de l'argon et du mercure dans les rayons-canaux. — P. 241-302.

I. *Aluminium*. — L'aluminium peut donner dans les rayons-canaux des atomes-ions positifs monovalents, divalents et trivalents. Ces différents atomes-ions produisent des spectres de raies différents.

Les raies λ 3961,7 et λ 3944,2, qui sont les deux composantes de rang $m = 1,5$ de la deuxième série secondaire de Al, sont dues à l'atome-ion monovalent.

La raie non sériée λ 4663,5 est une raie divalente.

Les raies non sériées λ 4529,7, 4513,0 et 4480,0 sont trivalentes.

II. *Argon*. — Les raies du spectre rouge de l'argon sont dues à l'atome-ion positif monovalent.

Dans la région visible, les raies du spectre bleu sont pour la plupart des raies divalentes ; quelques-unes sont trivalentes. Ces

dernières sont celles qui apparaissent élargies dans le spectre blanc de Eder et Valenta.

III. *Mercur*e. — Les raies λ 2847 et 2224, que Stark considère, d'après Rydberg, comme les composantes de même rang d'une deuxième série secondaire double, sont dues à l'atome-ion positif monovalent.

Les raies des deux séries secondaires triples sont données par l'atome-ion positif divalent.

Les raies λ 4916, 4339, 4347, 4109 et 4078 appartiennent à l'atome-ion positif trivalent.

Les raies λ 4797, 4707, 4486 et 4398, qui sont données par la leur négative des tubes de Geissler, proviennent d'atomes-ions positifs tétravalents.

La raie λ 2536,7, que Stark considère comme le premier terme d'une série de raies simples dont la raie λ 1849 serait le second terme, est émise vraisemblablement par l'atome neutre du mercure.

Dans tous les cas considérés ici, il existe un équilibre mobile entre les atomes-ions de valence différente. Plus la chute cathodique est forte, plus grande est la proportion des atomes-ions de valence supérieure. L'existence de cet équilibre mobile rend difficile l'attribution des raies à un atome-ion de valence déterminée.

E. ZSCHIMMER et H. SCHULZ. — La biréfringence des verres d'optique en fonction de leur composition chimique et de leur forme. — P. 345-396.

La question de l'homogénéité des verres d'optique est de la plus haute importance au point de vue de la construction des objectifs de grandes dimensions. Les auteurs de ce mémoire, dont une partie a déjà été publiée sous une forme résumée (*Phys. Zs.*, XIII, 1912, p. 1017), ont étudié systématiquement les biréfringences des verres plus ou moins fortement trempés. La masse de verre étudiée était placée entre deux nicols sur le trajet d'un faisceau de lumière parallèle et monochromatique. La biréfringence était mesurée au moyen d'un compensateur de Babinet associé à un biprisme de Lummer. L'appareil de Lummer est constitué par un système de deux prismes à réflexion totale, dont les faces hypoténuses sont en regard et séparées par une couche d'air de $\frac{1}{1000}$ de millimètre environ. En faisant tomber un faisceau lumineux sur l'une des faces rectangles, on

obtient pour la lumière réfléchie et pour la lumière transmise un phénomène d'interférences. Le phénomène d'interférences obtenu dans la lumière réfléchie est caractérisé par un système de franges noires fines, entre lesquelles on obtient encore un autre minimum d'intensité quand la lumière incidente est polarisée rectilignement. Ce second système de franges appelées franges de redoublement (*Verdopplungstreifen*) se déplace par rapport au premier quand la polarisation de la lumière incidente devient elliptique, et ce déplacement, qui croît très rapidement avec l'ellipticité, quand l'ellipticité est petite, peut servir à la mesurer. D'ailleurs ces franges ne sont pas déplacées par une rotation du plan de polarisation et ne s'évanouissent pas même pour des variations très sensibles de la biréfringence à l'intérieur de la section de la masse de verre étudiée. C'est ce dernier fait qui a déterminé l'emploi de ce dispositif.

Voici les résultats obtenus :

1° *Variations de la biréfringence avec la température τ à partir de laquelle se produit la trempe.* — On peut considérer que la biréfringence d'une masse de verre donne la mesure de la pression ou tension intérieure produite par suite du refroidissement. Ils ont trouvé que, pour les températures notablement inférieures à la température de ramollissement du verre, la relation entre τ et s est donnée par la relation :

$$(\tau_0 - \tau)(s + s_0) = C,$$

ou τ_0 représente la température de ramollissement du verre, s_0 la valeur minimum de la tension et C une constante. Quand la température de trempe est voisine de τ_0 , la tension s est à peu près indépendante de la température.

2° *Variations de τ_0 , s_0 et C avec la composition chimique.* — Les verres étudiés sont des verres au plomb. La température τ_0 semble décroître légèrement quand augmente la proportion de PbO. Les constantes s_0 et C augmentent d'abord rapidement avec la proportion de PbO, passent par un maximum quand la proportion de PbO est de 40 à 60 0/0, pour décroître à nouveau pour des proportions de plomb plus considérables. L'extrapolation des courbes obtenues donne pour une proportion de PbO égale à 16 0/0 une valeur nulle à la fois pour s_0 et C , de sorte qu'un verre de cette composition ne présenterait pour la lumière monochromatique considérée λ 541^m,6 aucune biréfringence, quel que soit le mode de re-

froidissement. Si on prolonge les courbes au delà de leur point de croisement, la courbe des s_0 , qui se trouvait au-dessus de la courbe des C, qui correspondait à une biréfringence négative, se trouvera maintenant au-dessous, ce qui donne une biréfringence négative. Les mesures faites sur un verre contenant 90 0/0 de PbO confirment cette conclusion. Il est très remarquable d'ailleurs que la proportion 76 0/0 soit la même que celle que Pockels avait trouvée pour un verre qui ne deviendrait pas réfringent sous l'influence d'une action mécanique.

3° *Variations de la biréfringence avec l'orientation.* — Dans un échantillon de verre coloré par du sulfure de cadmium, taillé en forme de prisme à base carrée, la biréfringence était la même dans les angles opposés de cette base et différente dans les angles adjacents. L'orientation des particules de la matière colorante explique peut-être ce phénomène.

4° *Variations de la biréfringence avec le temps à la température ordinaire.* — Quand la biréfringence est grande, elle décroît lentement avec le temps. Pour le verre 0.118, une différence des indices de réfraction originairement égale à $24,6 \cdot 10^{-6}$ a diminué de 3,2 en un mois environ. Quand la biréfringence initiale est faible, elle s'accroît au contraire avec le temps ; pour le même verre et une différentielle initiale d'indices égale à $0,22 \cdot 10^{-6}$, l'accroissement est de 0,10 dans le même intervalle de temps.

5° *Variations avec la forme.* — En comparant divers échantillons de verre, taillés en forme de prismes de même base et dont la longueur varie de 4 à $2\frac{1}{2}$ millimètres, on trouve que la biréfringence croît d'abord avec la longueur suivant une loi linéaire, puis un peu moins vite que d'après une telle loi.

G. SZIVESSY. — Théorie du compensateur à pénombre de Babinet-Soleil. — P. 535-568.

L'auteur décrit un dispositif de compensateur à pénombre dont les éléments essentiels sont : 1° un compensateur de Babinet-Soleil constitué, comme l'on sait, par deux lames de quartz d'égale épaisseur taillés parallèlement à l'axe, dont la deuxième, sciée de manière à former deux coins, a ses sections principales respectivement perpendiculaires à celles de la première; 2° un système de deux lames de quartz d'égale épaisseur taillées parallèlement à l'axe et dont

chacune a été partagée en deux moitiés qui ont été recollées avec leurs sections principales croisées ; les sections principales des moitiés en contact dans les deux lames superposées sont croisées et, une fois cette disposition obtenue, la deuxième lame a été sciée de manière à former deux coins, dont les arêtes sont respectivement perpendiculaires à celles des coins du compensateur.

Le champ d'observation est ainsi divisé en deux moitiés. L'auteur calcule pour chacune de ces moitiés du champ l'azimut de l'axe principal et les grandeurs des axes de l'ellipse de vibrations de la lumière qui a traversé ce système de lames, pour le cas d'une onde plane polarisée elliptiquement et d'une incidence normale. Il trouve que l'égalité d'éclairement des deux moitiés du champ est obtenue, quand on observe avec un nicol analyseur, toutes les fois que la lumière sort du compensateur polarisée rectilignement. Si l'on désigne par d_1 et d_2 les épaisseurs respectives de la lame fixe et de la lame en coins dans le compensateur, o et e les vitesses de propagations respectives de l'onde ordinaire et de l'onde extraordinaire dans le quartz, et si l'on pose :

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{T} (d_1 - d_2) \left(\frac{1}{o} - \frac{1}{e} \right),$$

cette condition est réalisée quand :

$$\varepsilon - \delta = \pm n\pi,$$

n étant un nombre entier et δ la différence de phase de ces deux composantes de la vibration elliptique incidente. Ceci arrive donc pour deux systèmes de positions relatives des coins du compensateur, correspondant respectivement aux valeurs paires et impaires de n et à deux valeurs différentes de l'intensité. Dans la pratique, on choisit le système pour lequel l'éclairement du champ est le plus faible. La sensibilité de l'appareil est alors plus grande, et les meilleures conditions sont obtenues quand l'azimut α_0 de l'analyseur correspondant à l'égalité d'éclairement est :

$$\alpha_0 = \frac{\pi}{2} \pm \text{arc tang } \frac{b}{a},$$

b et a étant les amplitudes maxima des composantes de la vibration elliptique incidente, et qu'en même temps la différence relative de

phases φ_0 produite dans ces conditions par le système à pénombre est aussi voisine que possible d'un multiple entier de π . On a aussi deux systèmes de valeurs de φ_0 correspondant aux multiples pairs ou impairs de π . On doit prendre pour φ_0 les multiples de même parité que pour $\varepsilon - \delta$.

F. CROZE.

GEORGE JAFFÉ. — Théorie de l'ionisation en colonnes. — P. 303-344.

Pour expliquer certains phénomènes observés par Bragg et Kleemann dans l'ionisation des gaz par les rayons α , Langevin a émis l'hypothèse que les ions ne sont pas, au début, répartis également dans tout le volume gazeux, mais sont rassemblés sur le parcours rectiligne des particules α . Cette théorie s'applique aux phénomènes observés par Moulin et à l'ionisation d'un diélectrique liquide étudiée par l'auteur.

G. Jaffé développe la théorie de ce phénomène en tenant compte de la diffusion et de la recombinaison des ions, dans le cas où le champ est parallèle, perpendiculaire ou dans une direction quelconque par rapport à la colonne. Les courbes de saturation théoriques et expérimentales concordent dans le cas : 1° des gaz à la pression normale ionisés par les rayons α ; 2° des gaz à pression élevée ionisés par les rayons β ; 3° de l'hexane ionisé par les rayons α ou β .

Les modifications de la courbe de saturation sous l'influence des variations de pression, de densité d'ionisation et de température sont en concordance quantitative avec la théorie.

M. LAUE. — Photographies de symétrie ternaire dans l'interférence des rayons de Röntgen. — P. 397-414.

Ce travail montre que les rayons considérés ont des longueurs d'onde formant deux séries, les unes multiples de $4,75 \cdot 10^{-3}a$, les autres de $4,92 \cdot 10^{-3}a$ ($a =$ constante du réseau). C'est là une sorte de loi spectrale valable aussi bien pour le spath et le diamant que pour la blende.

Pour faciliter le calcul, l'auteur assimile le réseau cubique à un réseau hexagonal hémihédrique dont les deux axes sont dans un rapport particulier.

P. JOB.

JOHANN KERN. — Induction dans les cylindres oscillants. — P. 464-484.

Un cylindre conducteur mobile autour de son axe oscille dans un champ magnétique d'un mouvement amorti suivant la formule :

$$\varepsilon = e^{-D_{\text{H}} - D_{\text{A}}} \sin \omega t,$$

D_{A} étant l'amortissement dû à l'air et D_{H} l'amortissement dû aux courants induits par le champ dans le cylindre métallique.

L'auteur cherche à calculer une valeur approchée de D_{H} en supposant que le champ magnétique dans lequel oscille le cylindre reste constant en dépit des courants induits.

Il obtient la relation :

$$D_{\text{H}} = \frac{1}{4} \frac{\sigma}{\delta} \frac{H^2}{c^2} f\left(\frac{h}{a}\right),$$

δ étant la densité du métal du cylindre, σ sa conductivité exprimée dans le système d'unités de Lorenz, c la vitesse de la lumière, h la demi-hauteur du cylindre, a son rayon et $f\left(\frac{h}{a}\right)$ une fonction de la forme :

$$1 - 8 \frac{a}{h} \sum_1^{\infty} \frac{\text{tang } hy \cdot \left(W_n \frac{h}{a}\right)}{W_n^3 (W_n^2 - 1)},$$

W_n étant la racine d'ordre n de la fonction de Bessel $J_1'(W)$.

En général il suffit de limiter la série aux deux premiers termes.

Dans le cas d'un cylindre de longueur infinie, la fonction $f\left(\frac{h}{a}\right)$ est égale à 1 et est nulle pour une plaque mince.

L'auteur a fait quelques expériences pour vérifier cette formule, qui peut être utilisée pour la mesure des résistivités ou l'étude de la variation de ces résistivités en fonction de la température.

R. JOUAUST.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XIV ; 1913.

V.-F. HESS. — Sur l'origine de la radiation pénétrante. — P. 610-618.

Au voisinage du sol, les déterminations de la radiation pénétrante sont compliquées par l'influence de trois facteurs : substances radioactives contenues dans le sol, radioactivité induite déposée à sa surface, rayonnement γ des produits de désintégration de l'émanation existant dans l'air.

L'auteur, complétant les observations antérieures de Gockel, a mesuré le rayonnement pénétrant en ballon à des altitudes variant de 1.000 à 5.350 mètres, où les deux premiers facteurs sont négligeables. Il examine tout d'abord les observations faites entre 1.000 et 2.000 mètres. L'émanation du thorium ne peut y parvenir. Il n'y a donc qu'à envisager la teneur de l'atmosphère en Ra C, et on admet que la circulation atmosphérique lui maintient là la valeur qu'elle a à la surface du sol.

V. Hess établit tout d'abord une formule permettant de calculer l'ionisation Q indiquée par un électromètre plongé dans une atmosphère radioactive de teneur ρ :

$$Q = 4\pi\rho K \int_0^{\infty} e^{-\lambda r} dr = \frac{4\pi\rho K}{\lambda},$$

K étant le nombre de Eve, c'est-à-dire l'ionisation produite dans l'appareil par 1 gramme de Ra (élément) en équilibre avec Ra C, à une distance de 1 centimètre; λ , coefficient d'absorption des rayons γ par l'air.

Il détermine K par des expériences dont il donne le détail en indiquant toutes les corrections nécessaires, et Q dans le cas où l'appareil plongé dans un bras du Danube était entouré d'un écran d'eau de 1^m,50 d'épaisseur. En appliquant la formule à ses observations en ballon, il arrive à cette conclusion que la densité ρ de Ra C nécessaire pour expliquer les déperditions observées à ces altitudes est de 19 à 23 fois supérieure à celle déterminée à la surface du sol par des mesures directes d'émanation.

Le rayonnement pénétrant observé ne peut donc être expliqué que

pour une faible partie par la présence dans l'air de substances radioactives.

L'auteur a de plus observé entre 3.000 et 5.000 mètres des accroissements très nets du rayonnement avec l'altitude.

C. ENGLER et H. SIVEKING. — Remarque sur la communication de MM. Hammer et Vohsen : « Sur l'emploi du fontactoscope pour la détermination de la teneur en émanation des eaux de source. » — P. 658.

Réponse à quelques critiques formulées au sujet de l'emploi de leur appareil. R. FRIC.

W.-H. KEESOM. — Equation caractéristique d'un gaz monoatomique parfait à partir de la théorie des quanta. — P. 665-670.

L'auteur admet que, dans l'équilibre entre le rayonnement et la translation moléculaire, il y a échange d'éléments d'énergie égaux à $\frac{1}{2} h\nu$, où ν est une fréquence propre du gaz, il suppose ensuite que la vitesse de propagation est, pour les longueurs d'onde considérées, proportionnelle à la racine carrée de l'énergie. Il emploie le procédé de calcul de l'énergie et de l'entropie de Planck et, pour la répartition de l'énergie dans le spectre, se sert d'une équation analogue à celle que Debye applique aux corps solides. Il peut ainsi calculer la pression du gaz et sa chaleur spécifique aux hautes et aux basses températures.

KEESOM. — Les électrons libres dans les métaux. — P. 670-675.

Application de la théorie précédente aux électrons libres dans les métaux (différence de potentiel au contact, effet Peltier, effet Thomson aux hautes et aux basses températures).

L'application de la théorie des quanta à ces phénomènes permet de relier la théorie de la conductibilité électrique de Wien à celle de Riecke, Drude et Lorentz (théorie de l'équipartition). En même temps elle fait disparaître deux grosses difficultés de cette dernière théorie (fixation totale des électrons aux molécules au voisinage du zéro absolu et petite contribution des électrons à la chaleur spécifique du métal).

TATIANA EHRENFEST. — La question des fluctuations de concentration dans les solutions radioactives. — P. 675-676.

Cet article se rapporte aux considérations développées par Svedberg⁽¹⁾ sur l'influence des fluctuations de concentration sur le carré moyen des écarts du nombre de scintillations à leur valeur moyenne.

Ce qui sépare en réalité Svedberg de Lorentz, Smoluchowski, Langevin et Scheweidler, c'est qu'il suppose implicitement qu'il y a une certaine dépendance entre les fluctuations de concentration et les fluctuations de décomposition des atomes.

A ce point de vue, les expériences de Svedberg peuvent être d'un intérêt capital.

F. BURGER et J. KOENIGSBERGER. — A propos de la remarque de M. J. Stark sur notre communication sur les bandes d'absorption des vapeurs. — P. 725-726.

Les auteurs n'ont pas voulu critiquer les vues de Stark, mais bien les développer.

P. Job.

KUNO FISCHER. — Hystérésis dans les tubes de Geissler. — P. 703-710.

L'auteur a constaté que, si on trace une courbe en prenant pour abscisses l'intensité du courant dans un tube de Geissler, et pour ordonnées la différence de potentiel aux bornes relevée lorsqu'on fait croître, puis décroître graduellement l'intensité, les deux branches montante et descendante ne se recouvrent pas, même si on a pris la précaution de ne faire les relevés de différence de potentiel qu'un certain temps après l'établissement du régime. Il y a hystérésis. Pour les faibles pressions de gaz dans le tube, la branche de retour est au-dessus de la branche montante (hystérésis négative); elle est au-dessous par les fortes pressions (hystérésis positive), et il y a une région intermédiaire sans hystérésis.

L'apparence lumineuse du tube varie suivant la branche du cycle correspondant à son régime électrique, et la décharge n'est striée que dans le cas de l'hystérésis négative.

(1) *Phys. Zeits.*, XIV, 22; 1913.

La pureté du gaz contenu dans l'appareil ne semble pas influencer ces phénomènes, qui ne semblent pas dus non plus à une modification durable de l'état du tube, car des expériences faites à diverses époques sur le même tube fournissaient les mêmes tracés de cycle.

O.-M. CORBINO. — Recherches magnéto-optiques. — P. 617-620.

Des étincelles oscillantes jaillissent dans deux éclateurs dont les électrodes sont constituées par les métaux dont on veut étudier la vapeur.

L'un de ces éclateurs est placé dans le champ magnétique, l'autre à l'extérieur. Les rayons émanés de l'étincelle provenant de ce second éclateur traversent un nicol et une lentille qui donne une image réelle de cette étincelle superposée au premier éclateur, image que l'on observe à travers un second nicol, une lentille et un spectroscopie.

On constate que, pour éteindre la lumière de l'étincelle qui jaillit hors du champ, il faut, dans tous les cas, que le champ soit excité ou non, placer rigoureusement les nicols en croix. La vapeur produite dans le champ n'agit donc pas sur le plan de polarisation.

L'auteur a également mis en évidence une action magnéto-mécanique de la lumière.

M. REICH. — Mesures quantitatives d'énergie dans les antennes de réception.
P. 934-937.

Théoriquement l'intensité J_r du ventre de l'antenne de réception est donnée par la relation :

$$J_r = \frac{4\pi \cdot 30 \cdot J_e h_r h_e}{W \lambda r \sqrt{1 + \frac{\delta_e}{\delta_r}}}$$

J_e étant l'intensité à la base de l'antenne d'émission, λ la longueur d'onde en mètres des oscillations, r la distance en mètres des postes d'émission et de réception, W la résistance effective de l'antenne de réception, h_e la longueur effective en mètres de l'antenne d'émission évaluée par la formule $h_e = \frac{1}{J_e} \int i dh$, h_r la hauteur effective de l'antenne réceptrice, δ_e et δ_r les décrets des deux systèmes.

L'auteur a entrepris des expériences de vérification. A petite distance (7 kilomètres), les valeurs de J_r observées sont plus faibles que les valeurs calculées ; mais les écarts qui ne dépassent pas 15 0, 0 diminuent lorsque la longueur d'onde augmente.

Au contraire, pour de grandes distances (300 kilomètres), les intensités observées ne sont guère que le tiers des valeurs calculées, du moins pour les longueurs d'onde de l'ordre de 1.800 mètres, elles sont environ les deux tiers pour les longueurs d'onde de l'ordre de 4.000 mètres, du moins par les temps humides, car il semble que l'énergie perdue par rayonnement soit plus considérable pour les jours secs que pour les jours de pluie.

La nature du sol entre les deux stations joue du reste un rôle. L'intensité dans une antenne placée à 363 kilomètres, mais séparée du poste d'émission par un terrain plat, s'écarte moins de la valeur théorique que dans le cas d'une antenne de réception placée seulement à 216 kilomètres du poste d'émission, des montagnes se trouvant entre les deux postes.

Des expériences faites à diverses heures montrent que si l'absorption est beaucoup plus faible la nuit que le jour, elle est très irrégulière, comme on peut le voir par une courbe donnant les intensités relevées de minute en minute après le coucher du soleil dans une antenne de réception, l'intensité à l'émission restant la même.

R. JOUAUST.

G. KUMMELL. — Appareil simple pour l'enregistrement de la conductibilité de l'air. — P. 906-908.

La méthode est la même en principe que celle qui a été déjà décrite ⁽¹⁾, mais l'auteur remplace l'électromètre de Benndorf par un électroscope d'Exner. Il projette l'image des deux feuilles d'aluminium sur la paroi d'une petite chambre noire de manière que les points correspondant aux extrémités de ces deux feuilles tombent sur une petite fente derrière laquelle, sous l'action d'un mouvement d'horlogerie, se déplace une feuille de papier sensible.

Par l'intermédiaire d'un relais, une horloge charge cinq fois par heure, à un potentiel de 200 volts, le fil de déperdition relié à l'électroscope.

(1) K. KAHLER, *Phys. Zeits.*, XIII, 1912, p. 1216-1221 ; *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 697 ; 1913.

L'écart des feuilles ainsi enregistré permet, après étalonnage, de connaître à tout instant le potentiel du fil de déperdition et de calculer, d'après les constantes de l'appareil, la conductibilité atmosphérique.

C.-E. BRAZIER.

H. BARKHAUSEN. — Remarque au sujet de ma note : modèle de démonstration pour la propagation des ondes (1). — P. 850.

M. Julius a décrit (2) un appareil identique dans son principe, mais utilisant un fil beaucoup plus gros, et exigeant pour les éléments vibrants un moment d'inertie beaucoup plus considérable et moins aisé à construire.

GEORG GEHLHOFF. — Quelques expériences de cours simples avec les gaz nobles. — P. 838-841.

Ces expériences peuvent toutes être réalisées au cours d'une conférence d'une heure ; l'appareil est constitué par un tube de Plücker relié : 1° à la trompe, et 2° à une ampoule contenant du charbon de noix de coco que l'on plonge dans l'air liquide (ou à défaut dans un mélange de neige carbonique et d'alcool, mais il faut alors plus de charbon et l'expérience est plus lente), ou à un deuxième tube en série avec lui et à cathode de potassium ; l'absorption par le charbon dans le premier cas, l'absorption par le potassium chauffé à 200-230° et en présence de la décharge dans le deuxième cas, éliminent rapidement les gaz ordinaires (les gaz nobles sont peu ou point absorbés).

On peut ainsi préparer facilement les gaz nobles purs à l'aide des mêmes gaz impurs, montrer la présence dans l'air de l'hélium, de l'argon et du néon ; en scellant à un ajutage placé sur l'appareil un tube contenant un mélange de minerai de thorium avec du dichromate ou du bisulfite de sodium que l'on chauffe convenablement, on peut montrer la présence de l'hélium dans les substances radioactives.

P. LUGOL.

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 1012 ; 1913.

(2) *Zeitsch. für phys. u. chem. Unterricht*, 1907, p. 87.

EVA v. BAHR. — Note sur un clapet. — P. 908.

Le clapet a la forme de l'ampoule de remplissage d'un tube thermométrique; il bute contre un tube de caoutchouc replié sur lui-même et embrassant l'extrémité d'un tube qui traverse un bouchon fixé sur la partie supérieure d'un tube à entonnoir cylindrique; la partie inférieure de ce tube et la partie supérieure du tube butoir sont reliés aux deux parties de l'appareil.

P. LUGOL.

WALTHER SORKAU. — Sur le frottement de turbulence de l'eau.
P. 759-766.

L'auteur a repris, avec les appareils et les méthodes antérieures, ses expériences sur le frottement de l'eau, qui montrent qu'au-dessus de 33° apparaissent des points de discontinuité, comme c'est le cas pour le chloroforme et l'acétone. Le fait que l'eau est un liquide associé empêche d'appliquer la formule simple précédemment donnée.

L'auteur discute ensuite les avantages de ses formules sur celles proposées par Schaefer et Frankenberg.

LINDEMANN et SCHWERS. — Une nouvelle méthode de mesure des chaleurs spécifiques vraies. — P. 766-768.

Cette méthode est à peu près identique à celle de Nernst et Eucken, et n'en diffère que par la détermination de la température, qui se fait à l'aide du thermomètre à hydrogène, et par suite est le résultat d'une lecture directe. Les auteurs décrivent l'appareil construit à cet effet.

CH. LEENHARDT.

E. OOSTERHUIS. — Les écarts avec la loi de Curie et leur relation avec l'existence d'une énergie interne au zéro absolu. — P. 862-867.

Les recherches de Kamerlingh Onnes et de l'auteur (1) ont montré

(1) Communications du laboratoire de Leyde, 129 b, 132 e, 134 d.

qu'aux basses températures les substances paramagnétiques peuvent se diviser en trois catégories.

a) La loi de Curie reste vraie jusqu'à la température de l'oxygène liquide. Au-dessous, le produit χT (χ , susceptibilité magnétique ; T, température absolue) décroît avec la température.

b) Le produit χT décroît de la température ordinaire à la température de l'oxygène liquide, et dans ces limites on a :

$$\chi(T + \Delta) = \text{constante},$$

Δ étant une constante positive qui diffère d'une substance à l'autre. Cette loi cesse d'être vraie à la température de l'hydrogène liquide.

c) Pour le platine aux très basses températures, la susceptibilité reste constante.

D'autre part, il est à remarquer que la démonstration théorique donnée par Langevin de la loi de Curie conduit à admettre l'invariance du produit χv (v , énergie cinétique de solution des molécules) et ne conduit à l'invariance du produit χT que dans les limites où on peut admettre la proportionnalité de v et de T.

La variation de $\frac{1}{\chi}$ proportionnel à U en fonction de T doit donc permettre de choisir entre les différentes formules proposées pour représenter les variations d'énergie en fonction de la température.

Récemment, Einstein et Stern (1) ont proposé de substituer pour l'expression de l'énergie de rotation d'une molécule à deux degrés de liberté à l'expression de Planck :

$$(1) \quad \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1},$$

l'expression :

$$(2) \quad \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1} + \frac{1}{2} h\nu,$$

h et K étant des constantes, ν la fréquence de rotation des molécules envisagées.

La formule (1) ne saurait convenir, car elle conduirait à un produit χT croissant quand la température décroît, ce qui n'a jamais été observé.

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 353; 1913.

La formule (2), qui comporte l'existence d'une énergie interne au zéro absolu, conduit à une susceptibilité constante au voisinage du zéro absolu. C'est le cas du platine et la tendance de toutes les substances.

On peut se rapprocher des résultats de l'expérience en remarquant avec Einstein et Stern que la fréquence n'est pas constante, mais qu'en désignant par ν_0 sa valeur au zéro absolu, on a :

$$(3) \quad \nu^2 = 2\nu_0 \frac{U}{h}.$$

Des relations (2) et (3) on tire en négligeant les puissances de $\frac{1}{T}$ dans les développements en série :

$$(4) \quad U = K \left(T + \frac{1}{6} \frac{h\nu_0}{K} \right),$$

qui est équivalente à la relation expérimentale $\chi (T + \Delta) = \text{constante}$ pour les températures moyennes et à la loi de Curie pour les températures élevées.

L'auteur montre comment, en utilisant les formules (2) et (3), on peut arriver à calculer des valeurs de la susceptibilité qui sont en bonne concordance avec les résultats expérimentaux.

Il détermine également la valeur de $\frac{\lambda\nu_0}{K}$ pour diverses substances. Elle est de 10 pour le sulfate de fer cristallisé, de 1500 pour le platine.

Il est à remarquer que ν_0 étant inversement proportionnel au moment d'inertie de la molécule, car on a :

$$\nu_0 = \frac{4\pi^2 I}{h},$$

les substances à molécules lourdes sont celles qui doivent s'écarter le moins de la loi de Curie.

On peut également, par la connaissance de ν_0 , se rendre compte de la manière dont l'eau de cristallisation fait varier le moment d'inertie de la molécule, ce qui conduit l'auteur à admettre qu'il y a pénétration entre les molécules d'eau de cristallisation et la molécule de la substance.

R. GANS. — La force coercitive du nickel en fonction de la température.
P. 831.

L'auteur a mesuré la force coercitive du nickel dans de larges limites de température. Elle est de 29 gauss à -185° centigrades, de 25,5 à 15° et de 3,9 à 339° .

On constate qu'en posant

$$L(x) = \cotanghy x - \frac{1}{x},$$

cette force coercitive C peut être représentée en fonction de la température absolue T par les relations

$$\frac{C}{C_0} = \frac{3L(x)}{x},$$

$$\frac{T}{\Theta} = L(x),$$

C_0 représentant la force coercitive au zéro absolu pour laquelle on admet par interpolation 29,4 gauss et Θ la température absolue de disparition du ferro-magnétisme dans le nickel, température qui est, d'après Weiss, de $273 + 358$.

R. JOUAUST.

J. KOENIGSBERGER. — Luminescence et conductibilité électrique des corps solides. — P. 643-646.

Après avoir rappelé les recherches de Rubens sur l'émission et l'absorption du manchon Auer⁽¹⁾, M. Kœnigsberger fait remarquer que, d'après la loi de Kirchhoff et la théorie de Maxwell, on doit s'attendre à voir la masse minérale d'un manchon Auer douée de conductibilité électrique. Sur l'indication de l'auteur, M. Weissenberger a vérifié de 900° à 1.200° l'existence de celle-ci dans des masses Auer réduites en filaments semblables à ceux des lampes Nernst.

Cette conductibilité serait principalement de nature métallique. Une faible polarisation existe cependant; elle est inférieure à 0,01 volt pour une mise en circuit de $\frac{1}{2}$ seconde.

¹⁾ Le travail de M. Foix est omis dans l'historique (Thèse, Paris, 1910).

D'accord avec M. Nernst, l'auteur cherche dans l'émission et l'absorption lumineuse un critérium de la nature de la conductibilité électrolytique ou métallique. A partir d'une longueur d'onde critique (5μ pour les métaux), la théorie électromagnétique ne se vérifie plus⁽¹⁾.

Quand la fréquence lumineuse est élevée, l'énergie vibratoire accumulée dans l'électron n'est plus amortie et est restituée à l'éther. Il faut s'attendre, dans le cas des électrolytes, à cause de la faible mobilité des ions, à trouver des longueurs d'onde critiques bien plus élevées (20 à 120 μ).

A. GRUMBAGH.

W. ARKADIEW. — Les phénomènes de diffraction de Fresnel. — P. 832-835.

L'auteur a fait étudier dans son laboratoire et par une méthode photographique les phénomènes de diffraction dont la théorie a été donnée par Fresnel et développée par Lommel. Il donne des photographies des phénomènes observés par Grimaldi, Newton, Young, Fresnel et Arago. La comparaison de ces photographies avec les courbes d'intensité déduites des théories de Fresnel et de Lommel est une vérification parfaite de ces théories.

ERWIN FREUNDLICH. — La question de la constance de la vitesse de la lumière. — P. 835-838.

D'après l'auteur, la preuve astronomique de la constance de la vitesse de la lumière donnée par W. de Sitter⁽²⁾ n'est pas satisfaisante. Or précisément le fait que la plupart des orbites elliptiques des étoiles doubles aient leur ligne des apsides dirigée vers nous avec périastre opposé à nous, au lieu d'être orientées au hasard, s'explique facilement, si les excentricités de ces orbites sont fictives, et si, l'orbite étant circulaire, on considère la vitesse de la lumière comme variable, en introduisant la vitesse u de l'étoile avec un coefficient de proportionnalité plus petit que l'unité. Pour que l'argument de W. de Sitter fût valable, il faudrait admettre que ce coefficient doit être pris égal à l'unité.

J. CROZE.

(1) HAGEN et RUBENS, *Ann. de Ph.*, VIII, 454; 1902; — FÖRSTERLING et FRÉDE RICKSZ, *ibid.*, XL, 201; 1913.

(2) *Phys. Zs.*, XIX, 429; 1913.

MÉTHODE POUR LE RÉGLAGE D'UN COLLIMATEUR OU D'UNE LUNETTE
EN AUTOCOLLIMATION ET APPLICATIONS;

Par M. G. LIPPMANN.

I. *Méthode et dispositif.* — Régler une lunette ou un collimateur en autocollimation, c'est rendre son axe perpendiculaire à une surface plane donnée; ce réglage suppose que les rayons émergents forment des faisceaux parallèles, et par conséquent que le réticule est bien dans le plan focal.

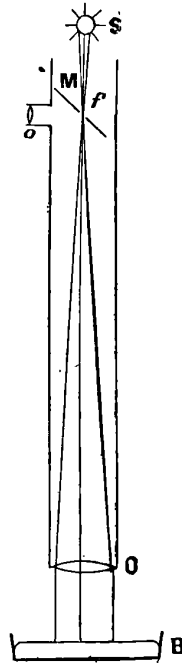
Le réglage en autocollimation permet donc de trouver le plan focal; on sait d'ailleurs que l'autocollimation est utilisée pour d'autres usages, notamment pour la mesure des angles d'un cristal. On l'emploie journellement en astronomie pour trouver le zénith.

La détermination du zénith et la mesure des angles plans seront, sans doute, l'utilisation la plus fréquente du réglage en autocollimation, mais on peut penser en outre que la mise au foyer exact d'un point et l'utilisation d'un faisceau bien parallèle se prêtent encore à quelque autre application: la surface réfléchissante est alors celle d'un bain de mercure. La méthode que je vais décrire et que j'ai étudiée expérimentalement me paraît donner une grande précision.

A la place du réticule on met une fente à bords très minces et très nets, obtenue en traçant au diamant sur la surface argentée d'une lame de verre M. Cette fente est placée dans le plan focal d'une lunette collimatrice, la face argentée étant du côté de l'objectif O, et la lame est inclinée à 45° environ sur l'axe de la lunette. On éclaire la fente par une source S, et l'on observe latéralement à l'aide d'un oculaire O.

Cela posé, voici comment fonctionne l'appareil: si le réglage est parfait, c'est-à-dire si les rayons émergents sont exactement perpendiculaires à la surface du mercure, les rayons réfléchis coïncident avec les rayons incidents, et l'image réfléchie de la fente retombe exactement sur celle-ci; les rayons réfléchis ressortent donc par l'ouverture qu'ils avaient traversée, et l'œil n'aperçoit rien: il y a obscurité. Si, au contraire, le réglage est imparfait, la coïncidence cesse; si, par exemple, la fente est déplacée d'une quantité ϵ vers la droite, son image est déplacée d'une quantité ϵ vers la gauche. La lumière réfléchie tombe alors sur l'argenture, est réfléchie vers l'œil, et l'on aperçoit de la lumière réfléchie; cette image est d'ailleurs

éclatante, à cause du pouvoir réflecteur considérable de l'argentine. Pour rétablir le réglage, on déplace micrométriquement soit la fente, soit la lunette tout entière, de manière à rétablir la coïncidence, jusqu'à faire disparaître toute lumière réfléchie.



S, source lumineuse. — M, miroir. — f , fente. — O, objectif.
o, oculaire. — B, bain de mercure.

II. *Mesure de la précision.* — Quelle précision obtient-on dans ces conditions ? Pour m'en rendre compte, j'ai fait porter la fente par un chariot à vis micrométrique à tête divisée donnant à peu près le micron. J'ai constaté qu'en dérangeant, puis en refaisant le réglage, on retomberait toujours sur la même position de la fente, presque à 1μ près. L'incertitude était environ de $1 \mu,5$, ce qui correspond, pour une longueur focale de 2 mètres, à une inexactitude d'environ $0',15$.

Il est utile de remarquer que la précision de la méthode ne dépend pas de la finesse de la fente ; celle-ci peut avoir une largeur quelconque ; le résultat demeure le même que si elle était très fine. En effet l'image réfléchie a toujours la même largeur que la fente : dans

le cas d'un réglage parfait, la coïncidence subsiste entre la fente et son image ; les rayons réfléchis sortent tous par la fente, et l'obscurité subsiste pour l'œil de l'observateur.

La fente vient-elle à être déplacée d'une quantité ϵ vers la droite, l'image se déplace de ϵ vers la gauche ; la lumière réfléchièe empiète dès lors d'une quantité 2ϵ sur l'argenteure. Cette lumière réfléchièe étant renvoyée vers l'œil, l'obscurité disparaît et l'observateur croit voir s'ouvrir une fente vivement éclairée d'une largeur égale à 2ϵ . Il est donc inutile de s'astreindre à tracer sur l'argenteure une ligne fine, il faut et il suffit que les bords de la fente soient très nets ; condition facile à réaliser par un traçage au diamant sur verre argenté (1).

D'habitude, dans les observations, on fait le réglage en autocollimation d'une lunette en observant simultanément la croisée des fils et son image réfléchièe par le mercure : on amène l'image à être cachée par l'objet. Cette méthode est, semble-t-il, moins précise que celle que j'indique ; elle exige que l'on saisisse exactement le moment où une image grise fine disparaît derrière un fil opaque ; si une petite portion de ladite image n'a pas disparu, on peut ne pas s'en apercevoir ; de plus il y a dans la lunette une parallaxe plus ou moins marquée quand on déplace l'oculaire, parallaxe qui n'est pas la même pour le réticule réel et pour l'image. Aucune parallaxe n'intervient quand on observe le trait brillant projeté sur le plan même de la fente.

III. *Limite de la précision. Defauts de l'objectif.* — Théoriquement, la précision de la méthode devrait croître indéfiniment avec l'éclat de la source, car on perçoit l'éclairement qui serait dû à une fente de largeur 2ϵ , et ϵ peut décroître indéfiniment quand l'éclat de la source augmente. En réalité, l'image réfléchièe ne peut être parfaitement nette, parce qu'on se sert d'un objectif qui n'a qu'une perfection limitée ; c'est pour cette raison que je n'ai pu atteindre que la précision indiquée plus haut et voisine du micron.

Voici en effet ce qui se passe si la source de lumière est blanche ; l'image, au lieu d'être limitée par une droite géométrique, est en réalité bordée par un liséré coloré, en général rouge ou bien vert. Avec un bon objectif, bien achromatisé, ce liséré est trop fin pour

(1) On peut substituer à la fente un simple point transparent, ou bien une petite croix tracée au diamant sur l'argenteure.

être directement perçu ; mais, quand on fait le réglage comme il a été dit plus haut, l'image géométrique constituée par de la lumière blanche retombe seule sur la fente et disparaît.

Au contraire, le liséré coloré qui le déborde empiète sur l'argenteure et devient seul visible. En d'autres termes, lorsque le réglage est parfait, il n'y a plus de lumière blanche visible, mais la fente apparaît comme un fossé noir bordé d'un liséré coloré. On est ainsi averti que la position de réglage est atteinte. Quant à la couleur du liséré, elle dépend de l'achromatisme de l'objectif : il est rouge si la mise au point est parfaite pour les rayons verts ; il est vert bleu si l'on est dans le plan focal des rayons rouges.

Le phénomène est alors particulièrement frappant et propre à marquer qu'on est arrivé à la position du réglage ; l'aspect est à peu près le même que si l'on observait deux raies fines dans la partie vert bleu du spectre, et la pureté de cette coloration, qui ne ressemble pas à celle de la source, rend la position de réglage qualitativement facile à observer. Les observations décrites ci-dessus ont été faites avec de bons objectifs qui m'ont été obligeamment prêtés par l'observateur de Montsouris. Avec de mauvais objectifs, on observe d'autres aberrations, mises en évidence par la réflexion des rayons aberrants sur l'argenteure. Ainsi l'un des objectifs employés, mal monté probablement, présente une dyssymétrie au point de vue de l'achromatisme : l'un des bords de la fente paraît rouge, l'autre vert, et les deux couleurs changent de place quand on fait tourner ledit objectif dans sa monture.

Il est à remarquer que l'appareil décrit plus haut peut être considéré comme une variante du dispositif imaginé par Foucault pour contrôler la perfection d'un objectif ; un réglage convenable fait disparaître les rayons autocollimés qui donnent l'image théorique, et seuls restent visibles les rayons aberrants.

On peut conclure de là que la méthode indiquée atteint la précision qui ne peut être dépassée avec un objectif donné. En effet, du moment qu'on fait usage d'un objectif et des images qu'il fournit, il est clair qu'on dépend de la qualité de l'objectif ; on ne peut obtenir plus que ce que cet objectif peut donner. Du moment qu'on réalise un réglage parfait pour que les défauts de l'objectif soient en quelque sorte isolés et mis seuls en évidence, c'est qu'on est arrivé au maximum de précision compatible avec l'emploi de l'objectif dont on fait usage.

LA SPECTROGRAPHIE DES RAYONS DE RONTGEN ;

Par M. MAURICE DE BROGLIE.

I. Diffraction des rayons de Röntgen par les réseaux à trois dimensions. — On sait, depuis la belle découverte de MM. Laue, Friedrich et Knipping (1), que les réseaux cristallins fonctionnent vis-à-vis des rayons de Röntgen d'une façon analogue aux réseaux vis-à-vis de la lumière ordinaire, en produisant des maxima d'interférence dont on peut calculer la position par la théorie ordinaire de la diffraction.

Mais ici le réseau envisagé est à trois dimensions et possède, suivant chaque dimension, des paramètres au moins mille fois plus petits que les réseaux optiques. On suppose que les points diffringents sont aux sommets du réseau ; parmi les plans réticulaires, qui passent par ces nœuds et qui sont théoriquement en nombre infini, seuls ont une existence physique ceux où la densité des nœuds est suffisante.

C'est une propriété géométrique de ces réseaux à trois dimensions (qu'on peut envisager ainsi qu'en cristallographie comme composés de plans réticulaires superposés avec une équidistance d) de réfléchir régulièrement sur un plan réticulaire donné des radiations dont la longueur d'onde λ est liée à l'incidence et à l'équidistance d des plans réticulaires parallèles au plan de réflexion par la formule :

$$1) \quad n\lambda = 2d \sin \alpha.$$

n est un nombre entier dont les valeurs successives permettront différents ordres de spectres. α est le complément de l'angle d'incidence.

M. Bragg a le premier attiré l'attention sur l'importance de cette propriété ; plusieurs auteurs ont montré qu'elle était une conséquence nécessaire de la théorie primitivement donnée par M. Laue.

On peut se rendre compte rapidement de la manière dont s'introduit la relation (1) en faisant les remarques suivantes : sur un réseau optique ordinaire, le rayon réfléchi régulièrement sur le plan du réseau est un maximum de diffraction pour toutes les longueurs d'onde et fournit une image blanche. On sait qu'il en est encore de même pour un réseau croisé plan. Il est facile de voir qu'en empilant des

(1) Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 768, 1003, 1004 ; — t. IV, p. 84.

réseaux croisés plans avec une équidistance d , les rayons réfléchis régulièrement par chaque plan seront de plus en concordance de phase, à condition que :

$$n\lambda = 2d \sin \alpha.$$

Si le faisceau incident contient tous les λ , le faisceau réfléchi sur un seul plan réticulaire les contiendra également tous (image blanche), et dans la réflexion sur une pile de plans, la formule (1) déterminera un choix dans les longueurs d'onde.

Il est bien connu maintenant qu'on peut obtenir les taches de diffraction de diagrammes cristallins de Laue en les envisageant simplement comme les différentes réflexions du faisceau incident sur les plans réticulaires importants de l'assemblage cristallin.

M. W.-H. Bragg ⁽¹⁾ a montré qu'on pouvait tirer de ces considérations une méthode d'étude spectroscopique des rayons de Röntgen ; il a mesuré en effet, au moyen d'une méthode d'ionisation, l'intensité des rayons réfléchis pour certains angles par les faces cristallines et démontré que la répartition de ces intensités mettait en évidence une série de maxima et de minima, donnant une première approximation de la répartition de l'énergie dans le spectre en fonction de la longueur d'onde.

II. Enregistrement photographique des spectres. — La méthode que je vais décrire ⁽²⁾ est un procédé d'enregistrement photographique continu des spectres des rayons de Röntgen.

Il suffit de faire tourner lentement le cristal monté sur un mouvement d'horlogerie de telle façon que l'axe de rotation passe par la face du cristal qui servira de miroir. Un faisceau de rayons X, limité par une fente étroite, rencontre cette face à l'endroit où l'axe de rotation la traverse, et subit la réflexion régulière pour un angle d'incidence qui varie d'une façon continue quand le cristal tourne.

La formule :

$$(1) \quad n\lambda = 2d \sin \alpha$$

montre qu'à chaque valeur de α correspond une valeur de λ .

Si une plaque photographique est placée en M (*fig. 1*), le rayon correspondant à un angle α sera dévié après réflexion d'un

⁽¹⁾ *Proceedings of the Royal Society*, 7 avril 1913 (vol. 88).

⁽²⁾ *C. R.*, 17 novembre, 22 décembre 1913, 19 janvier, 2 février 1914.

angle 2α et viendra rencontrer la plaque photographique à une distance $D \tan g 2\alpha$ de la trace du faisceau incident. Il devra donc apparaître, si le rayonnement incident est constitué comme de la lumière ordinaire, des raies là où l'intensité d'une longueur d'onde prend

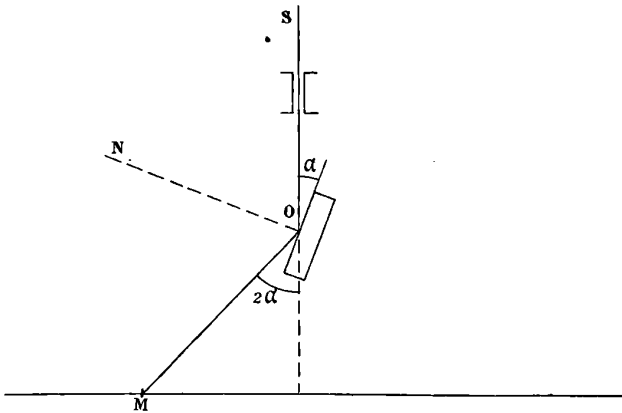


FIG. 1.

une valeur considérable. La distance de ces raies à la trace du faisceau incident étant proportionnelle à $\tan g 2\alpha$ tandis que la longueur d'onde est proportionnelle à $\sin \alpha$, le spectre sera comparable à un *spectre normal*, au moins pour les petites longueurs d'onde.

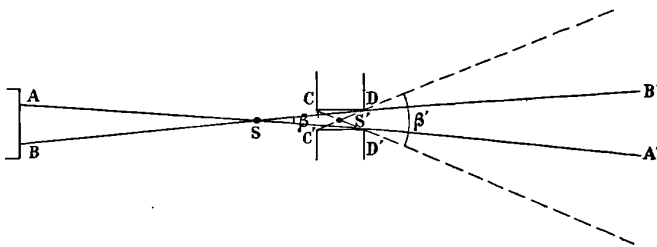


FIG. 2.

En réalité le faisceau incident n'est pas parallèle, et les remarques suivantes montrent que cette circonstance, au premier abord défavorable, est au contraire très utile pour suppléer au manque de tout appareil *optique* dans les dispositifs spectroscopiques employés.

Soit une anticathode sur laquelle nous envisagerons une région d'émission circulaire de diamètre AB (*fig. 2*). Elle envoie un fais-

ceau à travers une fente CDC'D'. L'expérience montre qu'il sort de la fente un faisceau très intense de sommet S, limité par BD et AD', et un faisceau beaucoup plus pâle produit par des rayonnements secondaires diffus et limité par les droites CD' et C'D.

Si nous posons :

$$AB = 2a, \quad CC' = 2b, \quad AD' = l, \quad CD = e,$$

les ouvertures des cônes précédents sont :

$$\beta = \frac{2(a+b)}{l} = \text{sensiblement } \frac{2a}{l}$$

pour une fente suffisamment étroite,

$$\beta' = \frac{4b}{e}.$$

Par exemple avec :

$a = 2$ millimètres et $b = 0^{\text{mm}},2$, $l = 200$ millimètres et $e = 10$ millimètres,

on a :

$$\beta = \frac{4,4}{200} = 0,022 = 1^{\circ} 15',$$

$$\beta' = \frac{0,8}{10} = 0,08 = 4^{\circ} 40'.$$

En réalité, on ne peut pas assimiler le faisceau sortant de la fente à un faisceau conique issu d'une source ponctuelle S, parce qu'il existe des rayons partis de l'anticathode et ne passant pas par S.

De plus on ne peut pas admettre que la région AB soit une surface d'émission uniforme; il s'y trouve plutôt divers foyers, qui fonctionnent peut-être *successivement*, suivant le degré de dureté du tube.

Cependant la théorie suivante, faite en admettant un faisceau rigoureusement conique, rend compte assez exactement des phénomènes observés.

Considérons (fig. 3) un faisceau S d'ouverture β et d'axe SO tombant sur un cristal PQ mobile autour d'un axe O perpendiculaire au plan de la figure situé dans la face PQ.

Soit $\alpha = \text{POS}$; SO, rayon incident; OM, rayon réfléchi sur PQ.

Prenons $OM = OS$. Traçons le cercle SOM, dont l'arc SOM est un segment ⁽¹⁾ capable de l'angle $\text{SOM} = 180^{\circ} - 2\alpha$.

(1) La considération du segment capable a été envisagée pour la première fois par M. W.-H. Bragg dans ses recherches employant la méthode d'ionisation.

Soit P' le point d'intersection de SP avec le cercle. Imaginons que, le cristal tournant autour de O , la face réfléchissante soit venue en OP' . Il est facile de voir que $POP' = \frac{\beta}{2}$ (tous deux ont comme mesure: $\frac{\text{arc } OP'}{2}$)

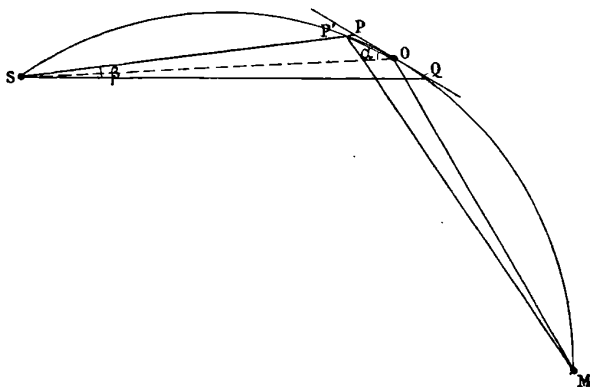


FIG. 3.

On en déduit que SP tombe encore sur OP' avec l'incidence α , et par conséquent le rayon réfléchi en P' va encore passer en M .

En somme, pendant la rotation du cristal, tous les rayons incidents tombant sous l'angle α iront après réflexion passer en M .

De cette remarque résulte la possibilité de construire, pour les rayons X, un spectrographe sans l'équivalent d'un collimateur et d'un objectif.

On pourrait, théoriquement au moins, réaliser pour la lumière un dispositif analogue en employant à la place du cristal une plaque comme celles réalisées par M. Lippmann, pour la photographie des couleurs, et sur laquelle on aurait photographié en lumière monochromatique un réseau croisé plan.

La considération de semblables concentrations focales résultant de rayons non plus simultanés comme en optique ordinaire, mais successifs, n'est pas une des particularités les moins curieuses de l'optique des rayons X.

On peut remarquer que le faisceau de rayons réfléchis successi-

vement sous l'angle α et venant en M a pour ouverture β ($OMP' = \frac{\beta}{2}$) comme ayant pour mesure : $\frac{\text{arc } OP'}{2}$.

Le raisonnement que nous venons de faire est indépendant de la valeur de α , tant que α est assez grand pour que le faisceau β frappe bien en entier le cristal. Comme $OM = OS$, quantité constante, le lieu de M pour les divers α est un cercle de centre O et de rayon OS.

C'est suivant ce cercle comme directrice qu'il conviendrait de disposer une pellicule sensible cylindrique pour obtenir une mise au point constante.

Quand les angles ne sont pas trop grands, une plaque disposée suivant le plan tangent remplit suffisamment bien cette condition.

III. Description des spectres. — En fait, en employant des anticathodes dont la région active peut avoir de 1 à 5 millimètres de diamètre situées à 200 millimètres d'une fente large de 0^{mm},4 taillée dans une lame de plomb de 10 millimètres d'épaisseur, ce qui donne β de l'ordre du degré, et en plaçant l'axe du cristal, par exemple, à 100 millimètres de la fente, on obtient des images suffisamment au point sur une plaque située à une distance du cristal pouvant varier entre 50 et 120 millimètres.

Supposons par exemple qu'on ait pris un tube à anticathode de platine refroidie, de façon à permettre le passage prolongé d'un courant de 2 à 3 milliampères, et que la paroi du tube soit en verre ordinaire. La plate-forme mobile supportant le cristal tourne par exemple à la vitesse angulaire d'une dizaine de degrés par heure. Avec une pose de deux heures, on trouvera, sur une plaque à émulsion très sensible, un spectre comme celui des figures 3, 4 et 5 des Pl. I et II.

Il est aisé de comprendre que si, après avoir fait tourner le cristal depuis sa position initiale, où sa face réfléchissante était parallèle aux rayons incidents, jusqu'à un certain angle α , on le place, sans toucher à la plaque, dans une nouvelle position de départ située à $180^\circ - \alpha$ de sa position initiale, et qu'on le laisse tourner jusqu'à 180° , on obtiendra deux spectres symétriques l'un de l'autre par rapport aux rayons incidents. Cette méthode de répétition permet de mesurer les distances de raie à raie, au lieu de les rapporter un centre de phénomène dont la position peut ne pas être facile à

déterminer exactement. Les figures 1 et 6 Pl. I, et II, montrent des exemples de cette manière de procéder.

L'aspect général des spectres est le suivant. Ils débutent du côté des petites longueurs d'onde par deux bandes d'apparence continue ; la première, plus intense, commence très près de l'origine et se termine d'une façon nette du côté extérieur ; la deuxième, plus pâle, se termine du côté extérieur d'une façon plus diffuse, et présente même vers ce bord des raies nettement marquées.

Si l'on mesure les angles correspondant à ces deux têtes de bandes, on trouve que l'un est à peu près le double de l'autre, sans cependant qu'on puisse l'affirmer absolument, à cause du manque de netteté du bord de la seconde. Ces deux bandes sont très pénétrantes ; on ne peut pas affirmer que la deuxième soit le second spectre de la première, mais ce n'est pas non plus impossible.

Leur caractère continu et pénétrant leur fait jouer le rôle le plus important quand on n'analyse pas minutieusement la radiation émise, et on peut dire que c'est à elles qu'on doit rapporter les propriétés attribuées quelquefois d'une manière vague à l'ensemble des rayons de Röntgen.

En particulier, dans les diagrammes obtenus par la méthode de Laue (cristal immobile), ces bandes jouent le rôle principal, et ce n'est qu'exceptionnellement que les raies dont nous allons parler entrent en jeu, parce qu'il faut pour cela une valeur parfaitement déterminée de l'incidence ; tandis que la continuité des bandes permet leur réflexion pour toutes les incidences comprises dans leur domaine.

L'interprétation la plus naturelle consiste à considérer les bandes comme représentant l'émission électromagnétique liée à l'arrêt de l'électron cathodique ; cet arrêt est bien caractéristique du métal de l'anticathode, et en ce sens les bandes le sont aussi ; mais il n'y a pas à faire intervenir là les périodes propres des électrons du métal comme pour les raies.

MM. Moseley et Darwin⁽¹⁾, dans leur étude par des mesures d'ionisation, de la répartition de l'énergie réfléchie sous différents angles, ont désigné sous le nom de *radiation générale* quelque chose d'analogue à un tel rayonnement.

Des épreuves prises pendant la vidange d'un tube et alors qu'il était encore assez mou, ont montré que, pour une anticathode de

⁽¹⁾ *Phil. Mag.*, juillet 1913.

cuirre, métal où l'arrêt des électrons n'est peut-être pas très rapide, certaines raies pouvaient apparaître d'une façon intense avant que les bandes soient nettement perceptibles. C'est encore un fait à l'appui de l'idée que les bandes et les raies sont dues à des mécanismes différents.

Le fait que les bandes sont plus rapprochées du centre que les raies, c'est-à-dire de longueurs d'ondes plus courtes, est conforme à la loi de Stokes, si on admet que les raies sont dues à une fluorescence sous l'action des bandes.

J'ai essayé de résoudre ces bandes en raies, en soignant la mise au point et en employant des fentes fines. On arrive bien à observer à l'intérieur des bandes des renforcements périodiques de l'intensité, qui pourraient correspondre à des particularités de structure. Mais je ne suis pas certain que des causes parasites ne puissent produire également de semblables apparences.

Le spectre comprend en outre des raies se détachant sur un fond continu plus ou moins prononcé, mais toujours notablement plus faible que les raies. Ce fond continu n'est pas dû à des longueurs d'onde différant infiniment peu de celles des raies qui le traversent. En effet, en employant comme absorbant une plaque de verre de 1 millimètre d'épaisseur, on voit que les raies sont absorbées au point de disparaître, tandis que le fond continu n'est qu'affaibli. Ce fond continu est peut-être un spectre d'ordre supérieur des bandes⁽¹⁾.

Les expériences d'*absorption* fournissent ainsi un moyen général de distinguer si des éléments voisins d'un même spectre doivent être rapportés au *même ordre*, comme la couleur permet de le faire avec les réseaux et la lumière ordinaire.

Quant aux raies, elles sont tout à fait analogues à celles des spectres lumineux : multiples, fines, diffuses, fortes et faibles, etc. Elles sont dues en général à des rayons mous, et si l'on emploie un tube en verre ordinaire, on ne pourra observer que les plus dures et les plus intenses. La figure 2 et la figure 4 (Pl. II) représentent toutes deux le spectre du platine, l'une avec un tube en verre ordinaire et l'autre avec un tube muni d'une fenêtre en verre Lindemann (borate de

(1) Dans des plaques fortement posées on aperçoit aussi des spectres dus à des plans appartenant à la même zone verticale que la face cubique réfléchissante et qui se développent suivant une bande ayant même direction que le spectre principal ; mais cette superposition est, en général, négligeable.

lithium) qui ne contient que des éléments à poids atomiques faibles. Ces deux figures ne sont pas à la même échelle, à cause de la distance du cristal à la plaque; les abscisses de la figure 2 sont les $\frac{7}{10}$ de celles de la figure 4; mais naturellement les angles sont les mêmes.

Toutes les raies de la figure 2, qui viennent à droite des quelques raies internes voisines des bandes du début, se placeraient également à droite de la figure 4, si leur pouvoir de pénétration leur permettait de passer avec une intensité suffisante dans les conditions de cette figure.

IV. Repérage des raies des spectres en longueur d'onde. — Les longueurs d'onde des raies sont données par la formule :

$$n\lambda = 2d \sin \alpha.$$

Pour le premier ordre :

$$\lambda = 2d \sin \alpha.$$

Nous allons calculer λ en prenant pour unité la distance des plans réticulaires actifs parallèles aux faces cubiques du sel gemme, unité que nous appellerons δ .

On a alors simplement :

$$\lambda = 2 \sin \alpha.$$

Si l'on cherchait à évaluer δ en partant du poids moléculaire, du nombre de molécules dans la molécule-gramme, et de la densité dans le cas du sel gemme, on obtiendrait une valeur voisine de $2,81 \times 10^{-8}$ centimètre, et l'expression des longueurs d'onde en valeur absolue s'en déduirait aussitôt. La tête de bande α aurait par exemple pour longueur d'onde : $0,464 \times 10^{-8}$ centimètre, la raie H : $1,338 \times 10^{-8}$ centimètre, et les raies aussi fortement déviées que Q ou R : $2,8 \times 10^{-8}$ centimètre⁽¹⁾.

Le tableau suivant donne les indications relatives à un tube à anticathode de cuivre platiné à fenêtre Lindemann.

¹⁾ Le spectre des rayons de Röntgen s'étend certainement sur plusieurs octaves; l'ultraviolet extrême, ayant pour longueur d'onde $0,01$, ne diffère que de 8 à 9 octaves de la moyenne des raies obtenues. Il est vraisemblable que l'intervalle inconnu se resserrera rapidement entre les deux sortes de radiations. L'existence de rayons extrêmement pénétrants fait penser, d'autre part, que le domaine des rayons de Röntgen s'étend également très loin du côté des petites longueurs d'onde.

Raies	α	$\sin \alpha$	$\lambda = 2 \sin \alpha$	Observations (1)
Début de l'impression dans la 1 ^{re} bande..				
a. Tête de bande foncée (bord extérieur)...	4° 44'	0,0825	0 ^s ,165	Bord extérieur net; voir aspect sur figure.
b. Raie dans la bande claire.....				
c. Tête de bande claire.	9° 25'	0,1636	0,3272	
A. Raie forte.....	10° 3'	0,1746	0,3492	Forte.
B. Raie faible.....				Très faible.
C. Raie moyenne.....				
D. Raie très forte } doublet	11° 29'	0,199	0,398	Très forte } doublet
E. » } fort	11° 44'	0,203	0,406	
F. Raie moyenne.....	12° 1'	0,208	0,416	} Fond continu.
G. Raie moyenne.....	13°	0,225	0,450	
H. Raie large et intense..	13° 46'	0,238	0,476	
I. Raie fine et moyenne..	13° 57'	0,241	0,482	
J. Raie faible.....				Touchant presque la précédente.
K. Raie faible.....				Pourrait appartenir au cuivre.
L. Raie moyenne.....				
M. Raie assez forte.....	15° 44'	0,272	0,544	Pourrait appartenir au cuivre.
N. Raie moyenne.....	16° 41'	0,279	0,558	
b'. Raie faible.....				Probablement le 2 ^e ordre de b.
c'. Raie large diffuse....				Probablement le 2 ^e ordre de c.
A'. Raie assez forte.....	21° 8'	0,360	0,720	Probablement le 2 ^e ordre de A (0,698)
B'. Raie faible.....				Probablement le 2 ^e ordre de B.
C'. Raie moyenne.....				Probablement le 2 ^e ordre de C.
O'. Raie faible.....				
D'. Raie forte.....	23° 20'	0,396	0,792	Probablement le 2 ^e ordre de D (0,796).
E'. Raie forte.....	23° 46'	0,403	0,806	Probablement le 2 ^e ordre de E (0,812).
F'. Raie moyenne.....	24° 12'	0,410	0,820	Probablement le 2 ^e ordre de F (0,832).
P'. Raie faible, peut être tête de bande.....	28° 3'	0,471	0,942	
H'. Raie très forte.....	28° 22'	0,475	0,950	Probablement le 2 ^e ordre de H (0,952).
I'. Raie moyenne.....	28° 48'	0,482	0,964	Probablement le 2 ^e ordre de I (0,964).
Q. Raie faible.....	29° 13'	0,488	0,976	
R. Raie faible.....	30° 46'	0,511	1,022	
A". Raie faible.....	31° 28'	0,522	1,044	Probablement le 3 ^e ordre de A (1,0476).

(1) Ce spectre peut, bien entendu, présenter les raies des corps de la série du platine, principalement le palladium, l'iridium, le rhodium, qu'on rencontre souvent à l'état d'impuretés dans les échantillons de ce métal.

La *fig. 2*, planche 1, représente un tel spectre, dont les raies un peu fines ne sont bien visibles que sur le cliché lui-même. On y remarquera en particulier les deux bandes *a* et *c* du début, le doublet intense DE, la raie large et forte H dont le spectre du second ordre est à l'extrémité droite du cliché. On voit qu'on a là un moyen précieux d'isoler des radiations monochromatiques puissantes et d'étudier leurs propriétés particulières.

Voici d'autre part un tableau fournissant les principales raies d'un tube en verre ordinaire à anticathode de tungstène (*fig. 3, 5 et 6*).

Raies	α	$\sin \alpha$	$\lambda = 2 \sin \alpha$	Observations	
Première bande intense (bord du côté des grands λ).....	4° 55'	0,0857	0,1714		
Deuxième bande faible...	9° 24'	0,1633	0,3266	Diffuse et terminée par des raies du côté des grandes longueurs d'onde.	
Raie forte.....	11° 14'	0,1948	0,3896		
Doublet. {	Première raie..	12° 44'	0,2204	0,4408	
	Raie intermé- diaire pâle....	12° 55'	0,2236	0,4472	
	Deuxième raie.	13° 8'	0,2272	0,4544	
Raie intense.....	15° 9'	0,2613	0,5226	Peut être due à des traces de nickel.	

Enfin le tableau suivant donne les principales raies d'un tube, également en verre ordinaire, à anticathode de cuivre cristallisé.

Raies	α	$\sin \alpha$	$\lambda = 2 \sin \alpha$
Première bande foncée.....	4° 54'	0,0857	0,1714
Deuxième bande claire (diffuse)..	9° 20'	0,1622	0,3244
Raie moyenne	9° 40'	0,1679	0,3358
Raie moyenne	10° 1'	0,1740	0,3480
Raie forte.....	14° 15'	0,2462	0,4924
Raie forte.....	15° 49'	0,2726	0,5452

Dans les déterminations précédentes, la finesse des raies permet généralement des pointés très exacts, mais pour en déduire les valeurs de l'angle α il faut aussi connaître la distance de la plaque à l'axe de la rotation du cristal ; cette mesure est parfois assez délicate et il en résulte une incertitude pouvant atteindre le chiffre des unités des minutes.

Les figures reproduites ci-dessus n'ont pas été retouchées, et ne donnent qu'une idée assez imparfaite de la finesse des détails observés sur les clichés mêmes.

V. Différents plans et différents cristaux (1). — Revenons un instant aux diagrammes de Laue, c'est-à-dire aux figures obtenues quand le cristal est immobile.

Chaque plan réflecteur important donne une image réfléchie correspondante si le domaine spectral de la radiation incidente lui permet d'y trouver une longueur d'onde convenable.

Si on fait tourner le cristal, il entraîne les plans réflecteurs avec lui, chacune des taches s'allonge et devient un spectre; une même raie R se reproduira dans chaque spectre, mais ne s'imprimera pas simultanément dans tous, elle s'imprimera en effet quand l'angle α que fait le plan de réflexion considéré avec le rayon incident satisfera à

$$\lambda = 2d \sin \alpha.$$

Comme d varie d'un plan à l'autre, il s'ensuit que α variera aussi, quand en gardant une même raie, on fera λ constant; si donc, à un instant donné de la rotation, un des plans fait avec le rayon incident cet angle α convenable, les autres plans ne satisferont généralement pas à cette condition et c'est à un autre instant de la rotation que la même raie se marquera dans leur spectre.

Il faut donc distinguer entre les taches *simultanées* de réflexion qui se produisent pour divers plans réflecteurs le cristal étant arrêté, et les impressions *successives* de la même raie spectrale dans les spectres relatifs à ces mêmes plans, les premières taches ayant généralement des longueurs d'ondes différentes.

Supposons que l'on ait fait ces deux expériences dont les résultats sont bien distincts.

De la première (cristal immobile), on tirera par un raisonnement géométrique la position du plan de réflexion, c'est-à-dire les caractéristiques du plan réticulaire qui sert de miroir.

De la seconde (cristal tournant), on tirera la dispersion dans le spectre correspondant, c'est-à-dire l'équidistance d des plans réticulaires parallèles au plan de réflexion.

La *fig. 1*, planche I, est relative à une anticathode de platine analysée par une face cubique de sel gemme. On y voit les spectres inclinés dus à des plans réticulaires non parallèles aux faces cubiques.

(1) Le sel gemme convient très bien pour ce genre d'étude, d'autres cristaux plus compliqués, sucre, ferricyanures, donnent une dispersion deux à trois fois moindre et permettent, peut-être à cause de l'agitation thermique, l'obtention de spectres d'ordres plus élevés.

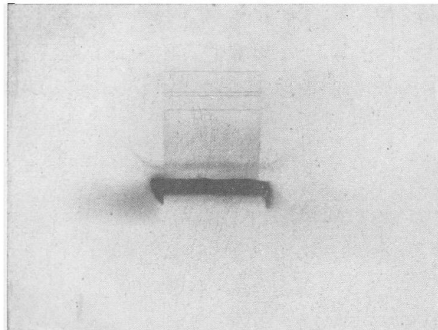


FIG. 3.

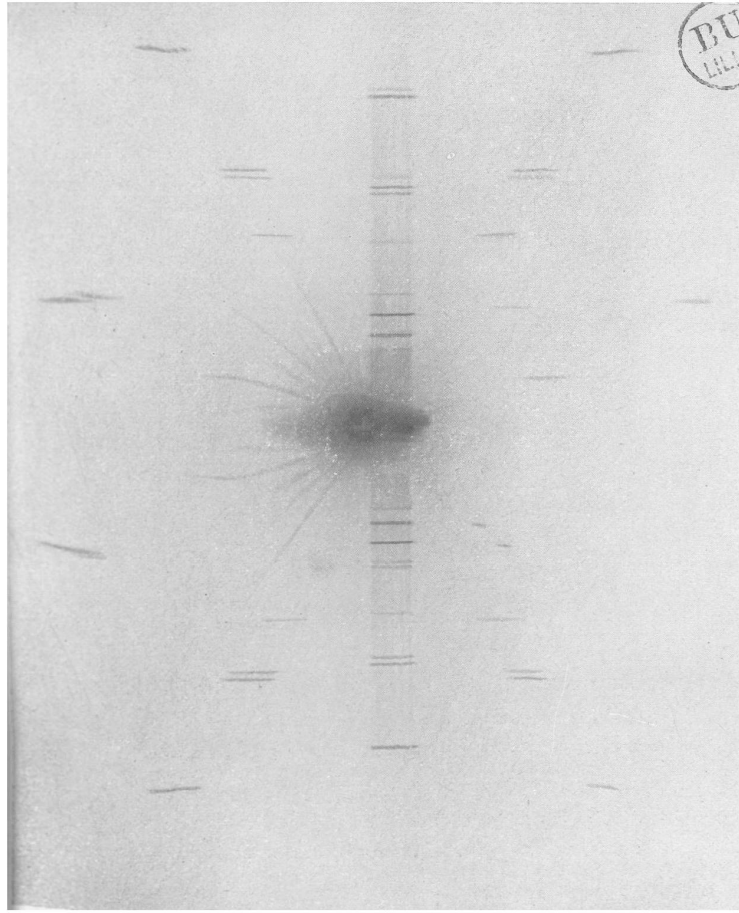


FIG. 1.

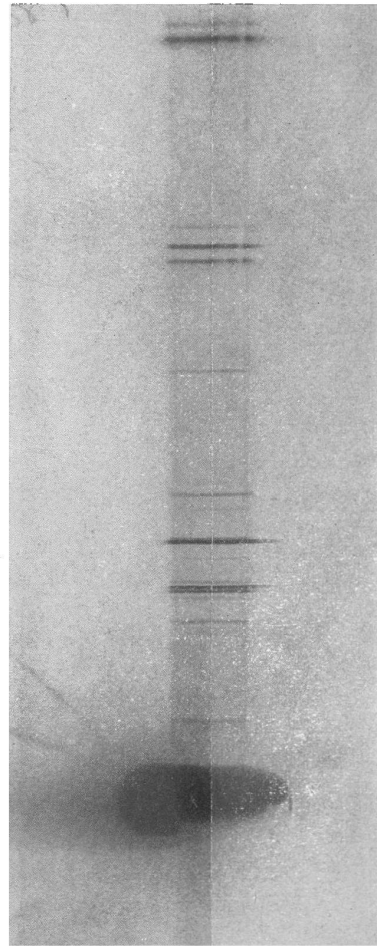


FIG. 2.

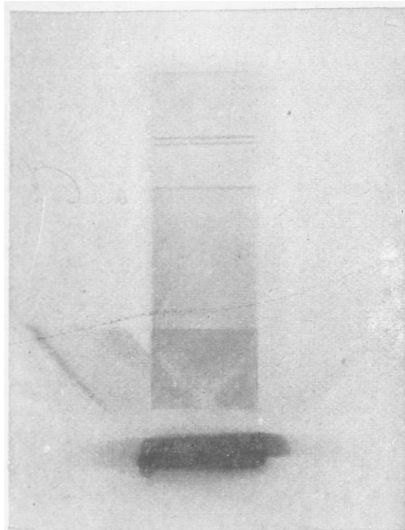


FIG. 4.

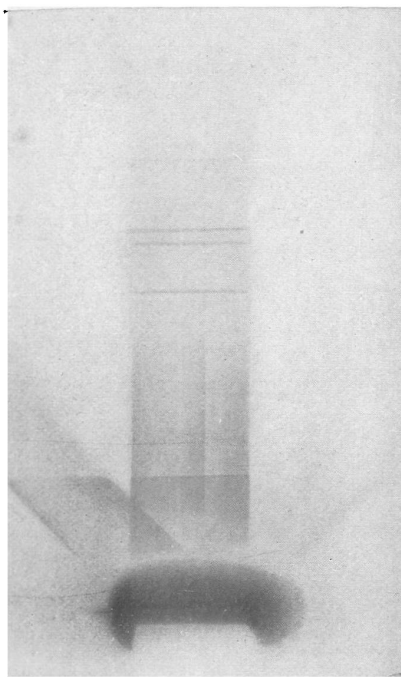


FIG 5.

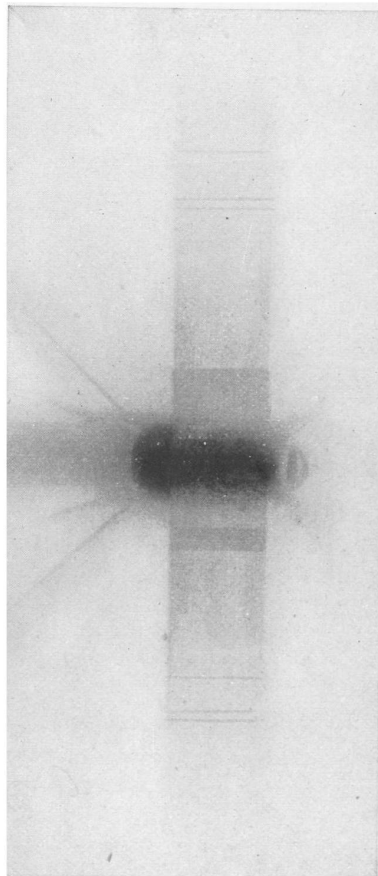


FIG. 6.

Ce cliché a été enregistré, le cristal tournant de 13° par heure, la distance de l'axe de rotation à la plaque étant de $55^{\text{mm}},4$, dimensions réduites de $1/2$ linéairement sur la figure.

Quittant maintenant ce qui a trait aux différents plans d'un même cristal, si nous passons à des cristaux variés, par exemple, pour simplifier, à des cristaux appartenant au système régulier, nous savons que les diagrammes de Laue fournissent dans ce cas des figures identiques quant à la position géométrique des taches ⁽¹⁾, mais différentes au point de vue des intensités relatives des diverses taches.

Le premier résultat montre que les plans principaux de réflexion sont les mêmes, ce qui se conçoit facilement ; le second indique que ces plans diffèrent d'une espèce à l'autre par le pouvoir réflecteur (probablement lié à la densité réticulaire) et par l'équidistance d qui choisit dans le spectre une radiation représentée d'une façon plus ou moins intense.

Un dispositif commode pour comparer les dispersions consiste à constituer une pile de cristaux superposés, de telle sorte que leurs faces cubiques soient dans un même plan et que la fente du spectrographe les illumine tous à la fois ; on obtient alors d'un seul coup sur la plaque photographique plusieurs échantillons superposés du même spectre, mais avec des dispersions différentes. La *fig. 4* est un exemple d'un tel résultat.

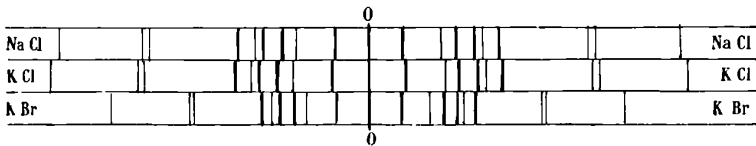


FIG. 4.

Si l'on prend pour unité le d relatif aux plans réflecteurs efficaces parallèles aux faces cubiques du sel gemme, on obtient pour le d du chlorure de potassium (sylvine) :

$$\frac{d_{\text{KCl}}}{d_{\text{NaCl}}} = 0,995 ;$$

pour le bromure de potassium :

$$\frac{d_{\text{KBr}}}{d_{\text{NaCl}}} = 1,155 ;$$

⁽¹⁾ Il est tout naturel de trouver avec des molécules lourdes (I, Br) des réseaux à constante plus élevée et, par conséquent, moins dispersifs.

pour l'iodure de rubidium :

$$\frac{d_{\text{RbI}}}{d_{\text{NaCl}}} = 1,111.$$

En première approximation, on peut dire que, laisser l'anticathode constante et changer, soit le plan de réflexion dans un même cristal, soit la nature du cristal, revient à étudier une même source de radiations avec des réseaux de constantes variées, c'est-à-dire de dispersion différente. Cependant, si le caractère général du spectre se reconnaît en passant d'un cristal à l'autre, de façon à bien retrouver les mêmes groupes de raies, la nature du cristal influe sur les intensités relatives. Un champ très vaste paraît ouvert dans cette voie aux investigations cristallographiques ⁽¹⁾.

VI. Observation fluoroscopique par vision directe. — L'énergie contenue dans certaines images de diffraction des rayons de Röntgen par les cristaux est assez considérable pour former une tache lumineuse sur un écran fluorescent. M. Terada ⁽²⁾ a montré que, dans le cas du dispositif de Laue, on pouvait observer la déformation continue des diagrammes quand on déplace le cristal.

On peut aussi ⁽³⁾ observer à l'écran fluorescent les images de réflexion correspondant aux raies spectrales de l'anticathode; mais ici, au lieu d'obtenir un déplacement continu de la tache lumineuse quand le cristal tourne, on ne peut l'apercevoir que pour une position très exactement déterminée du cristal; la déformation continue n'apparaît qu'à l'intérieur des bandes spectrales.

On réalise donc un spectroscope à fluorescence, simplement en plaçant l'écran sur un bras qui possède un mouvement angulaire double d'une plate-forme de même axe et qui supporte le cristal; on reste ainsi toujours sur le rayon réfléchi, quel que soit l'angle d'incidence, et les principales raies peuvent être reconnues par vision directe; ce procédé est naturellement beaucoup moins sensible que l'enregistrement photographique du spectre et pour obtenir des effets suffisamment intenses il faut employer des ampoules très peu absorbantes, munies par exemple de fenêtres en verre au lithium.

En employant un écran fluorescent fixe et en faisant tourner le

(1) Voir en particulier les travaux de MM. W. H. et W. L. Bragg.

(2) T. TERADA, *Tokyo Sugaku Buturigakkwai Kisi*, 1913.

(3) DE BROGLIE et LINDEMANN, *C. R.*, 1914, p. 180.

cristal on aperçoit les raies au passage pour les positions favorables ; il n'est pas douteux du reste qu'il ne soit possible, en montant le cristal sur un support faisant une dizaine de tours par seconde, de voir simultanément tout le spectre, et même les deux spectres symétriques par rapport à l'axe de rotation, en profitant de la persistance des impressions lumineuses sur la rétine ; ce résultat pourra être obtenu plus facilement en associant en étoile plusieurs lames du même cristal taillées suivant la même face.

VII. Spectres par simple passage du faisceau incident à travers des feuilles minces. — Il y a déjà un certain temps que MM. Friedrich ⁽¹⁾ et Hupka ⁽²⁾ ont signalé des figures de diffraction obtenues en plaçant une plaque sensible à quelques centimètres d'une feuille métallique mince traversée par un faisceau de rayons de Röntgen. Les apparences ainsi obtenues se présentent sous la forme de halos plus ou moins complets ou de figures étoilées centrées sur le faisceau incident.

En répétant ces expériences, j'ai remarqué que dans le cas où on obtient une étoile (platine, or, argent par exemple), chaque bras de l'étoile est un petit spectre et, si l'on dispose la feuille métallique (à l'orientation de laquelle les figures obtenues sont reliées probablement à cause d'une anisotropie venant des traitements antérieurs, laminage, etc., subis par le métal), de façon qu'une branche d'étoile bien marquée soit perpendiculaire à la fente qui limite le faisceau incident, *les bandes et les lignes du spectre sont parfaitement reconnaissables.*

Les observateurs précédemment cités avaient attribué les phénomènes à une structure microcristalline de la matière, et même M. Friedrich signalait que les figures semblaient dépendre de la nature de l'anticathode. Il est probable qu'une multitude de cristaux élémentaires, ayant par exemple un axe d'orientation commune à cause du laminage, mais toutes les orientations autour de cet axe, peuvent fonctionner comme un seul cristal tournant autour de cet axe et dès lors fournir un spectre.

Bien entendu le coefficient de dispersion (interprété, si l'on veut, par le coefficient d de la formule de Bragg) varie avec le métal ; avec une feuille de platine de $1/100$ de millimètre, la dispersion était 1,23

¹⁾ *Physik. Zeitschrift*, 15 avril 1913.

²⁾ *Physik. Zeitschrift*, 15 juillet 1913 ; — et *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 4013 ; 1913.

fois plus grande qu'avec les faces cubiques du sel gemme; avec une feuille d'or de $1/200$ de millimètre, 1,34 par rapport au sel gemme; 1,08 avec une feuille d'argent de $1/100$ de millimètre.

VIII. — Dans les expériences du genre de celles de Laue où le cristal est immobile, l'impression des diagrammes sur une émulsion très sensible se fait en quelques heures avec un tube capable de supporter un régime continu de 3 ou 4 milliampères. Le dispositif du cristal tournant fait décrire au rayon réfléchi une circonférence avec une vitesse angulaire double de celle du cristal; ce rayon balaye donc la plaque photographique avec une vitesse assez grande, qui dépend de la distance de la plaque à l'axe de rotation. D'autre part, ainsi que les considérations du début de ce travail le font voir, l'ouverture angulaire du faisceau incident permet à plusieurs rayons de venir successivement accumuler au même point de la plaque les effets chimiques qui fourniront l'image d'une raie.

Si la distance de l'axe de rotation à la plaque est de l'ordre de 10 centimètres, une vitesse angulaire très convenable pour le cristal est d'une quinzaine de degrés par heure (un tour en 24 heures), soit 2 heures pour la partie intéressante; mais on peut aller cinq à dix fois plus vite et obtenir encore de fortes impressions pour les raies principales, de sorte qu'un spectre peut être reconnu dans ses grandes lignes en quelques minutes de pose seulement.

(Remis le 25 janvier 1914.)

LA CHALEUR DE JOULE CONSIDÉRÉE COMME CHALEUR DE SIEMENS;

Par M. L. DECOMBE.

La théorie électronique des métaux sous les deux formes principales qui lui ont été attribuées par Riecke ⁽¹⁾, Drude ⁽²⁾, Lorentz ⁽³⁾ d'une part, J.-J. Thomson ⁽⁴⁾ d'autre part, dans le but d'interpréter les lois de la conductibilité électrique et calorifique, permet aussi de

(1) RIECKE, *Wied. Ann.*, t. LXVI; 1898.

(2) DRUDE, *Annalen der Physik*, t. I, 1900, p. 566; t. III, 1900, p. 369.

(3) LORENTZ, *Amsterdam Proceedings*, 1902-1903, p. 666.

(4) J.-J. THOMSON, *The Corpuscular Theory of Matter*. — Le lecteur trouvera dans *les Idées modernes sur la Constitution de la matière*, Paris, Gauthier-Villars, un remarquable exposé de l'état actuel de cette question par M. Eug. Bloch.

rendre compte, dans leur ensemble, et malgré parfois de réelles difficultés, des phénomènes variés qui peuvent se manifester dans les conducteurs métalliques placés dans des conditions électriques ou magnétiques déterminées. En particulier, la chaleur réversible de Peltier, celle de Thomson, y reçoivent une interprétation satisfaisante, encore que leur mécanisme exact n'y soit pas précisé. Quant à la chaleur irréversible de Joule, les indications, d'ailleurs très sommaires, de cette théorie touchant le mécanisme de ce phénomène fondamental, présentent, lorsqu'on cherche à les approfondir, certaines difficultés que je commencerai par mettre en évidence. J'essaierai ensuite de montrer comment le point de vue que j'ai qualitativement esquissé dans un précédent mémoire⁽¹⁾ et d'après lequel la chaleur de Joule serait assimilable à la chaleur de Siemens, permet de compléter sur ce point les théories précédentes et paraît fournir en même temps les éléments d'une forme nouvelle de la théorie des métaux. Toutefois ce dernier point, d'ordre accessoire pour le but que nous poursuivons ici, sera simplement esquissé.

I. — La première forme de théorie électronique des métaux, principalement développée par Drude et Lorentz, postule l'existence, à l'intérieur d'un métal quelconque, d'électrons libres provenant de la dissociation partielle des atomes métalliques, chaque atome dissocié donnant lieu à un ou plusieurs électrons libres et à un ion positif constitué par le reste de l'atome.

Les électrons libres se comporteraient, au point de vue de l'agitation calorifique, comme les molécules des fluides, c'est-à-dire qu'ils seraient animés de translations rapides dont les directions, arbitrairement dirigées dans tous les sens, seraient incessamment modifiées par les chocs qu'ils peuvent effectuer soit entre eux, soit contre les atomes neutres (c'est-à-dire non dissociés) du métal.

Si l'on vient à faire agir sur un tel système un champ électrique, constant par exemple, la vitesse de chaque électron se trouve augmentée parallèlement au champ, mais dans la direction opposée (puisque la charge de l'électron est négative), d'une très petite quantité u proportionnelle à X . Ce sont ces excès de vitesse qui constitueraient le courant électrique. Celui-ci est alors défini par l'excès de charge négative ainsi transportée, pendant l'unité de temps, par les électrons libres à travers la section du conducteur. Le sens réel du courant

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 359; 1914.

serait donc opposé à celui qui résulte de la convention arbitraire par laquelle on l'identifie habituellement avec le sens même du champ.

Dans un métal homogène, le nombre d'électrons libres par unité de volume est supposé constant pour une température donnée, mais variable d'un métal à l'autre. Si donc on considère deux métaux au contact et à la même température, on est obligé, pour satisfaire à la condition de continuité, d'admettre l'existence d'une mince couche de passage dans laquelle le nombre considéré varie très rapidement. Cette variation détermine l'apparition d'une force électromotrice normale à la couche et capable de compenser exactement, en régime permanent, le courant de diffusion que l'hétérogénéité de distribution tend d'autre part à établir. On peut alors identifier le travail, positif ou négatif, effectué sur cette force électromotrice par un courant traversant la couche, avec la chaleur de Peltier.

D'une manière analogue, on pourrait établir que toute variation de température dans un métal homogène détermine aussi l'apparition d'une force électromotrice susceptible de rendre compte de l'effet Thomson. On observera toutefois que le mécanisme de l'effet Thomson, pas plus que celui de l'effet Peltier, ne se trouve ainsi véritablement explicité, la théorie se bornant, en effet, à identifier le phénomène *calorifique* expérimental avec le *travail* théoriquement dégagé ou absorbé dans certaines conditions sans montrer en quoi consiste ce phénomène calorifique.

En ce qui concerne le phénomène de Joule, le plus important, à beaucoup près, de tous ceux qui peuvent s'observer dans les métaux, Drude s'exprime de la manière suivante ⁽¹⁾ :

« *D'une manière générale, on peut dire que, dans un métal à température uniforme, la quantité de chaleur développée dans un élément de volume qdx traversé par un courant i doit être égale au travail effectué par la force électrique X pendant le passage du courant, c'est-à-dire à $iXdxdt$. Comme $Xdx = iw$, w désignant la résistance de l'élément de volume, la chaleur dégagée par le courant est égale à la valeur de Joule. Dans l'image cinétique ici adoptée, ce dégagement de chaleur s'interprète immédiatement d'une façon claire, car, d'une part, dans l'intervalle qui sépare deux chocs consécutifs, les électrons reçoivent de la force électrique une certaine accélération et, d'autre part, au moment des chocs, ils abandonnent l'excès d'éner-*

(1) DRUDE, *loc. cit.*, p. 584.

« gie ainsi acquise sur la valeur normale αT , la température T du « conducteur étant supposée maintenue constante. »

Le mécanisme est donc ici précisé. Au moment du choc les électrons abandonnent l'excès d'énergie cinétique qui leur a été communiquée par le champ depuis le choc précédent.

Mais à quoi les électrons abandonnent-ils ainsi leur excès d'énergie cinétique? Ce ne peut être évidemment qu'aux atomes neutres du métal, et l'on est conduit à déterminer, s'il se peut, la nature du choc capable de satisfaire à cette condition. Or il est facile de voir que le choc élastique n'y satisfait pas.

Supposons, en effet, pour simplifier, que la vitesse de l'électron soit parallèle à celle du champ, le choc étant normal. La vitesse V de l'électron après le choc aura pour expression :

$$V = \frac{(m - M)(v + u) + 2Mv'}{m + M},$$

m désignant la masse de l'électron, v sa vitesse moyenne d'agitation, u l'accroissement de vitesse positif ou négatif résultant de l'action du champ et v' la vitesse moyenne d'agitation de l'atome neutre.

Pour que l'excès de vitesse dû au champ fût totalement absorbé par l'atome neutre, il faudrait que l'on eût $V = -v$. Si l'on introduit cette condition dans la relation précédente, on obtient :

$$1 \quad u = \frac{2(mv + Mv')}{M - m},$$

alors que la théorie de Drude exprime cette quantité par la formule :

$$(2) \quad u = \frac{1}{2} \frac{Xe}{m} \frac{l}{\sqrt{8\pi a \Theta}},$$

où e désigne la charge d'un électron, l la longueur moyenne de son libre parcours et Θ la température absolue.

Or, les formules (1) et (2) sont évidemment inconciliables, car elles établissent une relation entre les deux variables indépendantes X et Θ .

Il faut donc renoncer au choc élastique, le seul cependant qui, n'étant pas accompagné de destruction de force vive, soit conciliable avec une théorie purement cinétique. Si l'on consentait à admettre la possibilité de chocs d'une autre espèce, il en faudrait préciser la

nature et les conditions; il faudrait dire ensuite sous quelle forme mécanique ou autre, se retrouve la force vive disparue pendant le choc, c'est-à-dire la chaleur de Joule elle-même. A ma connaissance, aucune tentative en ce sens n'a été faite. Il semble probable, du reste, qu'à moins peut-être d'attribuer au choc des propriétés d'une nature toute spéciale dont nous n'aurions vraisemblablement pas d'exemple ailleurs, on serait bientôt arrêté dans cette voie par quelque impossibilité de l'ordre de celle que nous venons de relever à propos du choc élastique.

II. — La seconde forme de théorie, développée par J.-J. Thomson dans *Corpuscular Theory of the Matter*, procède d'un point de vue notablement différent. Dans cette théorie, les électrons sont supposés arrachés de chaque atome par l'action des atomes environnants. Ceux-ci sont assimilés à des doublets formés par l'assemblage d'électrons négatifs et de charges positives convenables. De plus, tout électron arraché à un atome est supposé *immédiatement* capté par un atome voisin. Si les axes des doublets sont arbitrairement dirigés dans toutes les directions, le flux d'électrons qui résulte de leurs échanges réciproques n'est pas orienté dans une direction particulière et il n'y a pas de courant. Si, au contraire, la direction des doublets est plus ou moins complètement polarisée par un champ extérieur, il y aura, parallèlement au champ et en sens contraire, un excès d'électrons en mouvement qui constituent le courant. La répartition des axes des doublets par rapport à la direction du champ est supposée conforme à la loi de Maxwell.

On voit toute la différence qui sépare les deux points de vue. Pour Drude et Lorentz, l'excès de vitesse des électrons parallèlement au champ (d'où résulte le courant) est déterminé par l'action directe du champ sur les électrons libres, tandis que, pour J.-J. Thomson, il provient de l'action d'orientation du champ sur les doublets auxquels on assimile les atomes. Cette seconde forme de la théorie fournit de l'effet Peltier et de l'effet Thomson une interprétation qu'il est facile de prévoir et sur laquelle nous n'insistons pas. Quant à la chaleur de Joule, il n'en est pas explicitement fait mention, et l'on peut supposer que l'auteur se contente de l'identifier avec l'énergie électrique absorbée *eidt*. La théorie permettant, d'autre part, de retrouver la loi d'Ohm comporte donc aussi, mais *indirectement*, l'interprétation de la chaleur de Joule.

III. — Dans un mémoire sur la nature de la chaleur non compen-

sée paru dans ce même journal ⁽¹⁾, j'ai proposé d'assimiler la chaleur de Joule à la chaleur de Siemens en admettant que les phénomènes de conduction métallique ou électrolytique comportent la libération et la recombinaison successive d'ions ou d'électrons et qu'il en résulte pour les atomes des déformations à vitesse finie dégageant de la chaleur. Ce dégagement de chaleur serait la conséquence d'une viscosité propre de l'atome dont nous avons, d'autre part, rattaché le mécanisme aux fluctuations du mouvement orbital des électrons ⁽²⁾.

Je me propose aujourd'hui de développer ce point de vue. A cet effet nous assimilerons l'atome à un assemblage de ces petits systèmes orbitaux que j'ai appelés *spectrons* et dont nous avons déjà eu l'occasion d'approfondir quelques-unes des propriétés ⁽³⁾.

Nous appelons ainsi un système formé par l'assemblage d'un certain nombre d'électrons gravitant sur une même orbite sous l'action d'une force centrale attirante proportionnelle à la distance. Sous l'action du champ extérieur, supposé constant, le centre O de l'orbite se déplace parallèlement au champ, mais en sens contraire, d'une certaine quantité OO', de sorte que la rotation s'effectue maintenant autour d'un nouveau centre O', qui reste fixe tant que le champ reste constant.

Nous admettrons de plus que, sous l'action du champ, il se produit dans chaque spectron une succession de ruptures partielles avec mise en liberté d'électrons aussitôt emportés par le champ, mais incessamment remplacés par d'autres que le champ, au contraire, lui apporte, de sorte que la composition moyenne de l'atome reste constante.

Chaque électron libéré serait d'ailleurs immédiatement capté par un spectron voisin, comme dans la théorie de J.-J. Thomson. Toutefois le mécanisme de l'arrachement diffère de celui proposé par ce savant en ce que nous l'attribuons au champ électrique et non à l'action des spectrons voisins, de sorte qu'en l'absence du champ la dissociation atomique n'aurait pas lieu. On remarquera, en outre, que pendant la durée d'action du champ, *mais seulement pendant cette durée*, chaque spectron est, à certains égards, assimilable à un doublet électrique dont l'axe est parallèle au champ.

¹ *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 596 ; 1913.

⁽²⁾ *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 89 et 869 ; 1913.

³ Voir à ce sujet les articles précités du *Journal de Physique* et aussi les *Comptes Rendus* du 25 mars et du 21 avril 1913 (*Théorie électronique de la gravitation*).

Le mécanisme de la dissociation atomique est d'ailleurs étroitement lié à la constitution physique du spectron sur laquelle nous n'avons fait jusqu'ici aucune hypothèse particulière, nous bornant à la définition tout analytique rappelée au début de ce paragraphe. Toutefois la connaissance exacte de cette constitution ne paraît pas absolument nécessaire, du moins si l'on s'en tient à une vue générale du phénomène.

Il nous suffira d'admettre que la fréquence p des ruptures (nombre de ruptures par seconde) est proportionnelle au champ. D'un autre côté, les ruptures étant d'autant plus fréquentes que la stabilité du spectron — qui décroît évidemment avec la vitesse angulaire de rotation (et, par suite avec la température) — est moindre, nous regarderons p comme inversement proportionnelle à la température absolue Θ et nous écrirons :

$$(3) \quad p = A \frac{X}{\Theta}$$

A désignant un coefficient de proportionnalité indépendant de la température et du champ.

La dissociation atomique provoquée par un champ donné serait donc d'autant plus importante que la température est plus voisine du zéro absolu, circonstance à laquelle il faudrait attribuer la conductibilité de plus en plus grande des métaux aux basses températures.

Si nous désignons maintenant par b la distance moyenne de deux spectrons, le nombre d'électrons traversant, pendant l'unité de temps, l'unité de surface perpendiculaire au champ s'exprimera par :

$$\Sigma pb,$$

la sommation étant étendue à tous les spectrons contenus dans l'unité de volume. Nous supposerons b constant, c'est-à-dire indépendant du champ et de la température. Dans ces conditions, on aura, pour l'intensité i du courant traversant un conducteur de section égale à l'unité :

$$i = \Sigma pbe.$$

Remplaçant alors p par l'expression trouvée plus haut et posant

$$(4) \quad c = e \frac{\Sigma Ab}{\Theta},$$

il vient :

$$(5) \quad i = cX.$$

Nous retrouvons ainsi la loi d'Ohm, la conductibilité étant représentée par c . En se reportant à la formule (4), on voit que c est inversement proportionnelle à la température absolue, conformément à la loi approchée de L. Lorentz. Les écarts expérimentaux relatifs à cette loi pourraient donc s'expliquer par une certaine dépendance du facteur Ab relativement à la température.

La formule (5) permet d'ailleurs de mettre l'énergie X_i absorbée pendant l'unité de temps sous la forme $\frac{i^2}{c}$ et de retrouver la loi de Joule. *Mais, à la différence des autres formes de théorie, il est ici possible d'établir directement cette loi fondamentale. Cette démonstration fera l'objet du paragraphe suivant.*

V. — La succession des ruptures et des captures auxquelles chaque spectron est soumis ne permet pas, en effet, au centre orbital de rester fixe. Pendant toute la durée d'action du champ, il exécute, de part et d'autre de la position déformée caractérisée par l'écart $OO' = u_0$, une série d'oscillations accompagnées d'un dégagement de chaleur de Siemens à chaque instant proportionnel, comme on le sait, au carré de la vitesse de déformation.

Nous admettons que, pour chaque spectron, les ruptures et les captures se succèdent régulièrement, les oscillations provoquées par une rupture s'amortissant complètement avant qu'ait lieu la capture suivante. Chaque capture est supposée avoir pour effet d'accroître la déformation u_0 d'une très petite quantité ε qui persiste jusqu'à la rupture suivante. A ce moment le centre orbital revient en O' par une série d'oscillations amorties satisfaisant à l'équation :

$$m \frac{d^2u}{dt^2} = - K'_1 e u - K'_1 e \tau'_1 \frac{du}{dt},$$

dans laquelle u désigne l'écart instantané du centre orbital relativement au centre attirant et τ'_1 une très petite quantité sur laquelle nous avons longuement insisté ailleurs (1). La chaleur élémentaire de Siemens, représentée par le travail $K'_1 e \tau'_1 \frac{du}{dt} du$ de la force de viscosité $K'_1 e \tau'_1 \frac{du}{dt}$, peut donc s'exprimer par la quantité :

$$- m \frac{d^2u}{dt^2} du - K'_1 e u du,$$

(1), *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 89 : 1913.

et la chaleur totale de Siemens accompagnant la rupture par :

$$-\int_{u_0 + \epsilon}^{u_0} m \frac{d^2u}{dt^2} \frac{du}{dt} dt - \int_{u_0 + \epsilon}^{u_0} K'_1 e u du.$$

La vitesse de déformation étant nulle au commencement et à la fin des oscillations, la première intégrale est égale à zéro. La seconde a pour valeur $K'_1 e u_0 \epsilon$ (en supposant ϵ très petit devant u_0).

La quantité de chaleur dégagée à chaque rupture par un spectron contenant n électrons en révolution orbitale est donc égale à $nK'_1 e u_0 \epsilon$.

Mais la capture suivante, en rétablissant la déformation ϵ , dégage une quantité de chaleur égale à la précédente, de sorte que la chaleur totale de Siemens dégagée, pendant l'unité de temps, dans l'unité de volume du métal a pour valeur :

$$Q = \sum 2pnK'_1 e u_0 \epsilon,$$

le symbole Σ ayant la même signification que dans (4) et p désignant toujours le nombre de ruptures (ou de captures) par seconde.

Remplaçant p par sa valeur (3) et observant que $K'_1 e u_0 = Xe$, on obtient :

$$(6) \quad Q = X^2 e \frac{\Sigma 2An\epsilon}{\Theta}.$$

Pour déterminer ϵ , nous observerons que la force Xe appliquée à l'électron lui communique, pendant la durée de son libre parcours b , un excès d'énergie cinétique égal à Xeb , et nous admettrons qu'au moment de sa capture par le spectron suivant cet excès d'énergie se partage en deux parties égales dont l'une est employée à accroître la vitesse orbitale du spectron capteur, tandis que l'autre se retrouve sous forme d'énergie potentielle dans la déformation ϵ . On doit alors écrire :

$$\frac{1}{2} Xeb = nXe\epsilon,$$

et, par conséquent :

$$b = 2n\epsilon.$$

Portant cette valeur dans (6), il vient :

$$Q = X^2 e \frac{\Sigma Ab}{\Theta},$$

c'est-à-dire en tenant compte de (4) et (5) :

$$Q = \frac{j^2}{c}.$$

La loi de Joule se trouve ainsi établie *directement à partir d'un mécanisme déterminé* et non par identification pure et simple avec l'énergie électrique absorbée.

Il ne semble pas d'ailleurs impossible de développer utilement, à partir des considérations précédentes, une théorie des métaux comportant aussi l'interprétation de la conductibilité thermique, des effets Peltier, Thomson, Hall, etc... Ce développement paraît toutefois subordonné à l'examen de certaines propriétés du spectron sur lesquelles j'espère avoir l'occasion de revenir. Je me contenterai actuellement des indications suivantes relatives à la conductibilité thermique.

VI. — Considérons un conducteur linéaire le long duquel la température aille en diminuant régulièrement. La résultante des actions exercées sur un spectron déterminé par tous les spectrons voisins (résultante qui s'annule quand la température est la même en tous les points du conducteur) est alors différente de zéro. Nous admettons qu'elle a pour effet de déformer les spectrons en les polarisant parallèlement à la direction de la chute de température. Ceci revient à dire que toute chute de température détermine l'apparition d'un champ que nous supposerons proportionnel à la chute de température par unité de longueur ; nous poserons donc :

$$(7) \quad X = -k \frac{\partial \Theta}{\partial x}.$$

Ce champ provoque l'arrachement des électrons, puis leur transport parallèlement à la direction de la chute de température et l'énergie cinétique ainsi transportée peut être identifiée avec le flux de chaleur traversant le conducteur. La fréquence des ruptures sera donnée par la formule (3), dans laquelle on remplacera X par sa valeur (7).

Si l'on admet que l'énergie cinétique d'un électron arraché soit proportionnelle à la température absolue (de la forme $\alpha\Theta$, par exemple) on trouve pour le flux de chaleur traversant pendant l'unité de temps, l'unité de section du conducteur :

$$- \frac{\partial \Theta}{\partial x} \alpha k \Sigma A b,$$

et, pour le coefficient de conductibilité thermique χ ,

$$(8) \quad \chi = \alpha k \Sigma A b.$$

Divisant (8) par (4), on obtient :

$$(9) \quad \frac{\chi}{c} = \frac{\alpha k}{e} \Theta,$$

c'est-à-dire qu'on retrouve la loi de Wiedmann-Franz, α et k étant regardés comme des constantes universelles. Je n'insiste pas, ayant l'intention de revenir sur ces questions qui n'ont qu'un rapport indirect avec le sujet actuel.

**THÉORIE DE LA CONSTITUTION DES AIMANTS
DE SIR WILLIAM THOMSON PAR EXTENSION DE LA MÉTHODE DE VASCHY;**

Par M. J.-B. POMEY.

Si l'on imagine que chaque élément de volume $d\tau$ d'un aimant soit un aimant élémentaire de moment $Id\tau$ constitué par deux masses égales et de signes contraires d'un fluide fictif agissant suivant la loi de Coulomb, on a, pour le potentiel V , d'après la théorie de Sir William Thomson :

$$(1) \quad V = - \int_U \left(I, \text{grad} \frac{1}{r} \right) d\tau,$$

l'intégrale étant étendue au volume U de l'aimant; la parenthèse représente le produit scalaire :

$$- A \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} - B \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y} - C \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z},$$

A, B, C , étant les composantes de I ; on en déduit :

$$(2) \quad V = - \int_U \frac{\text{div} I}{r} d\tau - \int_S \frac{(Iv_i)}{r} dS,$$

l'intégrale de surface étant étendue à la surface de l'aimant; (Iv_i) représente le produit scalaire de I par le vecteur unité v_i normal à dS et dirigé vers l'intérieur de l'aimant. Inversement de (2) on déduit (I .

L'objet de la présente note est d'établir la formule (2) au moyen de l'expérience et du raisonnement, sans faire appel à des fluides fictifs ni à des actions à distance.

Nos hypothèses sont les suivantes : les expériences de Coulomb et l'expérience de l'aimant brisé montrent que, si h est l'intensité du champ magnétique mesuré dans l'air, on a les deux propriétés suivantes :

$$3) \quad \int h_s ds = 0,$$

$$4) \quad \int h_n dS = 0.$$

La première intégrale est une intégrale de ligne, dans laquelle h_s est la composante du champ magnétique h suivant la tangente au contour d'intégration ; celui-ci forme un chemin fermé quelconque, mais, dans le cas où il serait tracé en totalité ou en partie à l'intérieur de la substance d'un corps magnétique, l'on devrait supposer que l'on a pratiqué dans cette substance un canal infiniment délié tout autour de la ligne d'intégration ; ce canal serait vidé de matière magnétique et rempli du fluide ambiant. En chaque point du canal, le champ magnétique h a alors une valeur bien définie, comme en tout point de l'air, où l'on fait une observation de champ magnétique, mais ce champ réellement observé à une direction et une intensité variables suivant la forme et la direction du canal au point considéré ; cependant nous montrerons qu'il suffit de trois expériences pour déterminer la composante h_s qui serait relative à une direction de canal quelconque passant par ce point. Si l'intégrale n'était pas nulle, elle mesurerait un flux de courant ; nous excluons ce cas, qui se rapporte à une autre théorie.

De même, la seconde intégrale est une intégrale de surface, dans laquelle h_n désigne la composante du champ magnétique perpendiculaire à l'élément de surface dS . Quant à la surface d'intégration, c'est une surface fermée quelconque ; mais, dans le cas où cette surface serait en partie ou en totalité située à l'intérieur de la substance d'un corps magnétique, il faudrait pratiquer une coupure infiniment étroite, de façon que la surface d'intégration fût située tout entière à l'intérieur du feuillet ainsi formé. Alors, en chaque point de la surface d'intégration, le champ magnétique devient réellement observable par les procédés ordinaires, mais il a une direction et une intensité variables, qui dépendent de l'orientation de la coupure.

Nous montrerons qu'en réalité trois expériences suffisent pour que l'on puisse prédéterminer la composante h_n relative à une coupure quelconque passant par le point considéré.

Tout cela suppose qu'on ne modifie pas l'état magnétique de la substance quand on enlève une portion de matière infiniment petite.

En résumé, les quantités h_s et h_n qui figurent dans les deux intégrales sont directement empruntées à l'expérience. Quant aux relations (3) et (4), c'est par induction que nous les supposons générales, après les avoir vérifiées dans le cas d'une ou de plusieurs aiguilles uniformément aimantées placées dans l'air.

Soit donc O un point quelconque situé à l'intérieur d'un corps magnétique ou d'un aimant, dans un champ constant; soit ds un élément du contour d'intégration passant par ce point; traçons des canaux respectivement de longueur dx , dy , dz , successivement bout à bout et parallèles aux trois axes, de façon à partir de O et à arriver à l'extrémité de ds . En vertu de la propriété exprimée par (3), j'aurai :

$$(5) \quad h_s ds = H_x dx + H_y dy + H_z dz.$$

H_x , H_y , H_z , désignant respectivement les composantes tangentielles de l'intensité du champ dans les canaux dx , dy , dz .

Soit alors H le vecteur qui a pour composantes H_x , H_y , H_z ; c'est ce vecteur que, par définition, j'appelle le champ magnétique; dans l'air, cette définition concorde avec celle qu'on donne d'ordinaire.

De plus j'aurai évidemment, H_s étant la projection de H sur ds :

$$(6) \quad H_x dx + H_y dy + H_z dz = H_s ds.$$

En comparant (5) avec (6), j'en déduis :

$$(7) \quad h_s ds = H_s ds,$$

et par suite :

$$(8) \quad \int h_s ds = \int H_s ds.$$

D'où :

$$(9) \quad \int H_s ds = 0 \quad \text{ou} \quad \text{rot H} = 0.$$

L'équation (7) montre que les trois expériences qui ont donné H suffisent pour déterminer la valeur h_s de la composante tangentielle de l'intensité dans un canal de direction quelconque ds .

En résumé, j'ai donc défini expérimentalement un vecteur H qui, en dehors de la substance des aimants, se réduit à l'intensité du champ, qui est bien déterminé à l'intérieur des aimants et qui jouit de la propriété d'avoir une distribution irrotationnelle.

Ce vecteur est pour nous l'intensité du champ au point O .

De même, si au point O de l'aimant je trace diverses coupures, dans chacune d'elles j'observerai une intensité différente du champ magnétique ; ce ne seront pas non plus les mêmes valeurs que dans les canaux précédents.

Si en particulier la coupure est perpendiculaire à l'axe des x , ou à l'axe des y , ou à l'axe des z , on aura des intensités différentes, dont nous considérons seulement les composantes normales B_x, B_y, B_z . J'appelle B le vecteur qui a pour composante B_x, B_y, B_z , et c'est lui qui sera pour nous l'induction magnétique. Je vais montrer qu'il satisfait à la condition solénoïdale :

$$(10) \quad \operatorname{div} B = 0.$$

A cet effet, je considère un tétraèdre élémentaire formé d'une base oblique dS et de trois faces perpendiculaires aux axes dS_x, dS_y, dS_z , qui ne sont autres que les projections de dS . En réalité je suppose que ces faces sont des coupures. Soit h_n la composante normale à dS de l'intensité du champ observée dans la coupure ds ; en vertu de la propriété (4), j'aurai :

$$(11) \quad h_n dS = B_x dS_x + B_y dS_y + B_z dS_z.$$

Or, si on appelle B_n la composante normale de B , on a aussi :

$$(12) \quad B_n dS = B_x dS_x + B_y dS_y + B_z dS_z,$$

d'où par comparaison :

$$(13) \quad \int h_n dS = \int B_n dS.$$

Or la première intégrale, appliquée à une surface fermée, est nulle, donc on a :

$$(14) \quad \int B_n dS = 0,$$

d'où la propriété (10) $\operatorname{div} B = 0$.

L'équation $h_n = B_n$ montre que les trois expériences qui ont donné

le vecteur B suffisent pour déterminer la composante normale de l'intensité du champ dans une coupure d'orientation quelconque.

En résumé, j'ai défini expérimentalement un vecteur B ; ce vecteur se réduit, dans l'air, à l'intensité du champ magnétique; à l'intérieur d'un aimant, il représente ce que nous appelons l'induction magnétique. Sa distribution est solénoïdale.

D'autre part, il est aisé de démontrer : 1° qu'à la surface de l'aimant, la composante tangentielle de H est continue, et 2° qu'à la surface de l'aimant la composante normale de B est continue.

Cela posé, considérons le vecteur $\frac{B - H}{4\pi}$ qui se réduit à zéro dans l'air. Appelons-le I . Il sera, pour nous, la définition de l'intensité d'aimantation. Nous pourrions écrire, conformément à la théorie générale de M. Mallard,

$$(15) \quad I = I_0 + \varphi H.$$

I_0 représentera l'aimantation permanente, puis, φH représentant une fonction vectorielle linéaire de H , le terme φH représentera l'aimantation temporaire. D'ailleurs, comme on est dans le cas de l'égalité symétrique, la fonction φ est autoconjuguée.

Ces préliminaires nous permettent d'appliquer au vecteur H le théorème de Vaschy, que nous allons rappeler en notation vectorielle.

Je pose :

$$(16) \quad 4\pi\rho = \operatorname{div} H, \quad 4\pi\sigma = (H\nu), \quad 4\pi\mu = \operatorname{rot} H, \quad 4\pi\tau = [\nu_i H],$$

ν_i étant le vecteur unité dirigé vers l'intérieur du champ.

Je pose, en outre :

$$(17) \quad V = \int \frac{\rho d\omega + \sigma dS}{r}, \quad A = \int \frac{\mu d\omega + \tau dS}{r}.$$

Le théorème de Vaschy s'exprime par la formule :

$$(18) \quad H = \operatorname{grad} V + \operatorname{rot} A.$$

Appliquons cette formule.

Pour cette application, nous devons considérer la surface de l'aimant comme une surface de discontinuité; cependant, sur cette sur-

face, nous aurons $\tau = 0$, parce que H n'éprouve pas de discontinuité tangentielle.

On aura d'ailleurs $\mu = 0$, parce qu'on a $\text{rot } H = 0$, de sorte que le second terme disparaît dans la formule (18).

En ce qui concerne σ , sa valeur en un point de la surface de discontinuité est donnée par l'équation :

$$(19) \quad 4\pi\sigma = (H_i\nu_i) + (H_e\nu_e),$$

où H_i et H_e sont les composantes du champ à l'intérieur et à l'extérieur de l'aimant et ν_i et ν_e les vecteurs unités dirigés respectivement vers l'intérieur et vers l'extérieur de l'aimant.

Or on a par définition de I :

$$(20) \quad H_i = B_i - 4\pi I.$$

On a aussi, à l'extérieur de l'aimant :

$$(21) \quad H_e = B_e,$$

d'où :

$$(22) \quad 4\pi\sigma = (B_i\nu_i) + (B_e\nu_e) - 4\pi(I\nu_i).$$

Mais :

$$(23) \quad (B_i\nu_i) + (B_e\nu_e) = 0,$$

puisque la composante de B est continue.

Il reste donc :

$$(22 \text{ bis}) \quad 4\pi\sigma = -4\pi(I\nu_i) \quad \text{ou} \quad \sigma = -(I\nu_i).$$

Calculons enfin ρ en fonction de I ; on a, d'après (16) et (20) :

$$(24) \quad 4\pi\rho = \text{div } H = \text{div}(B - 4\pi I) = \text{div } B - 4\pi \text{div } I.$$

Or, d'après (10), on a : $\text{div } B = 0$; il reste donc :

$$(25) \quad \rho = -\text{div } I.$$

Reportons ces résultats dans (17), il vient :

$$(26) \quad v = -\int \frac{\text{div } I}{r} d\omega - \int \frac{(I\nu_i)}{r} dS.$$

Et de cette formule, on retombe sur la formule primitive (1) de Sir William Thomson.

Nous pouvons appliquer les mêmes principes à la définition du vecteur courant et du vecteur intensité du champ électrique à l'intérieur d'un conducteur, parcouru par un courant permanent.

L'hypothèse, c'est que l'on change infiniment peu la distribution du courant en pratiquant dans la substance du conducteur des canaux infiniment déliés, et que l'intégrale de ligne du champ électrique est nulle pour tout contour fermé. Si le chemin d'intégration traverse le conducteur, le champ doit être le champ mesuré dans un canal très délié entourant ce chemin. Si l'intégrale n'était pas nulle, elle mesurerait une f. é. m.; nous excluons ce cas, qui se rapporte à une autre théorie.

Soit donc O un point d'un conducteur, on trace des chemins dx , dy , dz parallèles aux axes et, dans les canaux correspondants, on mesure les composantes tangentielles E_x , E_y , E_z des champs électriques. Ces grandeurs définissent un vecteur E, dont elles sont les projections sur les axes. Le vecteur E ainsi construit est ce que, par définition, j'appelle intensité du champ électrique au point O.

Je dis que j'ai :

$$(26) \quad \text{rot E} = 0.$$

En effet, je puis faire avec dx , dy , dz un chemin brisé ayant mêmes extrémités que ds . Soit E'_s la composante tangentielle du champ suivant ds ; j'aurai :

$$(27) \quad E'_s ds = E_x dx + E_y dy + E_z dz,$$

en vertu de l'hypothèse faite sur l'intégrale de ligne, et, d'autre part, le second membre n'est autre que $E_s ds$. J'aurai donc :

$$(28) \quad \int E'_s ds = \int E_s ds.$$

Et cela sera nul, si le chemin est fermé, d'où la propriété irrotationnelle (26).

Considérons de même au point O un tétraèdre élémentaire OABC dont la base oblique par rapport aux axes sera dS et dont les faces perpendiculaires respectivement à Ox , Oy et Oz seront dS_x , dS_y , dS_z . En réalité, concevons des canaux très déliés entourant les

arêtes. Et mesurons dans ces canaux l'intensité du champ magnétique. Alors, le long du contour de dS_x , nous aurons :

$$(29) \quad \int_{OBC} H_s ds = 4\pi i_x dS_x.$$

Le long des contours qui bordent dS_y et dS_z , on aurait de même :

$$(30) \quad \int_{OCA} H_s ds = 4\pi i_y dS_y,$$

$$(31) \quad \int_{OAB} H_s ds = 4\pi i_z dS_z.$$

J'appellerai vecteur courant le vecteur i qui a pour composantes suivant les axes i_x , i_y , et i_z . Je dis que ce vecteur jouit de la propriété solénoïdale :

$$(32) \quad \text{div } i = 0.$$

En effet, d'après sa définition, j'ai :

$$(33) \quad i_x dS_x + i_y dS_y + i_z dS_z = i_n dS,$$

i_n étant la composante de i normale à dS .

Mais, en additionnant membre à membre les équations (29), (30), (31), on remarquera que les termes du premier membre relatifs aux arêtes parallèles aux axes se détruisent deux à deux et qu'il reste seulement l'intégrale de ligne relative au contour de dS ; soit $I_n dS$ le flux ainsi mesuré, on aura :

$$(34) \quad I_n dS = i_x dS_x + i_y dS_y + i_z dS_z,$$

et par suite :

$$I_n dS = i_n dS.$$

Or, pour une surface fermée, on a :

$$(35) \quad \int I_n dS = 0,$$

parce que cette intégrale représente une somme d'intégrales de ligne, relatives au contour de chaque dS , dont les éléments se détruisent deux à deux comme appartenant à deux contours contigus. On a

donc, de même :

$$(36) \quad \int i_n dS = 0$$

ou

$$(32) \quad \operatorname{div} i = 0.$$

Ayant ainsi défini les deux vecteurs E et i à l'intérieur d'un solide conducteur, j'en déduirai, conformément à la théorie de M. Mallard :

$$(37) \quad E = E_0 + \varphi i.$$

Dans cette formule, E_0 est le champ électrostatique qui subsiste quand il n'y a pas de courant et φi est une fonction vectorielle linéaire de i qui représente le f. é. m. au point O ; on est dans le cas de l'égalité symétrique, et φ doit être une fonction autoconjuguée.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CLVII, n^{os}, 18, 19 et 20 ; novembre 1913.

E. BELOT. — La matière zodiacale et la constante solaire. — P. 757.

Théorie.

M. COUADE. — Sur un parachute d'aviation. — P. 761.

Ce parachute est enfermé allongé dans un fuselage ; il débouche en arrière des gouvernails et porte attaché à son sommet un petit parachute tracteur : ce tracteur est normalement maintenu fermé. Un geste du pilote le fait ouvrir, et il tire alors de sa gaine le grand parachute qui se déploiera. La surface est calculée pour une vitesse de descente de 6^m,50. Dessin : détails.

BOHDAN DE SZYSZKOWSKI. — Sur le rôle de la molécule neutre des électrolytes. — P. 767.

Perrin⁽¹⁾ explique la loi des réactions monomoléculaires par ce

(1) PERRIN, *les Atomes*, 1912.

fait que « la probabilité de rupture d'une molécule d'un gaz ne dépend pas des chocs qu'elle subit ». Par suite, toutes les conceptions apparentes de la loi d'action de masse ne tiennent qu'à la constitution de la molécule même et aux conditions de son agitation moléculaire.

B. SZILARD. — Sur un voltmètre statique à lecture directe destiné à la mesure de très faibles courants. — P. 768.

L'appareil ne porte qu'un seul cadran, formé par une paire de secteurs S en acier trempé et aimanté soigneusement isolés. Un pont maintient entre deux rubis un axe portant une aiguille ($l = 55$ millimètres) dont l'une des ailes a la forme circulaire. Un spiral sert de couple antagoniste.

Dessin ; montage. Sensibilité 10^{-12} ampères ; emploi pour l'électricité atmosphérique, les courants d'ionisation, etc.

THADÉE PECZALSKI. — Compressibilité et différences des chaleurs spécifiques des liquides. — P. 770.

$$v = Ae^{bp + \frac{c}{2}p^2 + \dots},$$

A, b, c étant des constantes.

Le coefficient de compressibilité :

$$\gamma = \frac{\alpha}{\beta} \frac{1}{p},$$

α et β étant les coefficients de dilatation à pression et à volume constants.

$$C - c = \frac{\tau v p \alpha^2}{J \frac{\alpha}{\beta}}$$

GEORGES BAUME. — Sur quelques applications physico-chimiques de l'équation de répartition de Maxwell-Berthoud. — P. 774.

On a (équation de Maxwell) :

$$dN = kNe^{-\frac{3}{2} \frac{V^2}{V_0^2}} \left(\frac{V^2}{V_0^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{dV}{V};$$

N , nombre total des molécules contenues dans la masse de gaz considérée; dN , nombre de molécules dont la vitesse est comprise entre V et $V + dV$; V_m , la moyenne quadratique des vitesses. Berthoud⁽¹⁾ a montré qu'en remplaçant dans la formule 3 par C_v , chaleur moléculaire à volume constant, on retrouve la loi de variation de la concentration des isomères thermiques avec la température. De l'équation on tire aussi :

1° Le nombre de molécules actives, pour une élévation donnée de température croît avec C_v ; la vitesse de réaction doublant ou triplant pour une élévation de 10°;

2° La vitesse des molécules actives est d'autant plus voisine de la vitesse quadratique moyenne que C_v est plus grand;

3° Les substances où C_v est petit réagissent de préférence selon le processus atomique; pour celles où C_v est grand, les réactions intermédiaires d'addition peuvent se produire;

4° Les molécules d'addition ne peuvent, à cause de leur instabilité, être formées que par les molécules à faible vitesse: on ne pourra donc les caractériser expérimentalement qu'à basse température.

EUGÈNE-L. DUPUY et A. PORTEVIN. — Influence de divers métaux sur les propriétés thermo-électriques des alliages fer-carbone. — P. 777.

1° Mn, Si, Al donnent une courbe continue, s'abaissant de suite très rapidement et rappelant la forme d'un U; ceci indique que les métaux forment des solutions solides;

2° Cr, Tu, Mo donnent d'abord un abaissement brusque, ce qui indique une solution solide, puis un relèvement qui semble correspondre à la saturation de cette solution.

RAOUL BAYEUX. — Nouveau distributeur micrométrique de gaz, destiné aux injections intraveineuses. — P. 792.

Photographie. Description.

JULES AMAR. — Signes respiratoires de la fatigue. — P. 793.

La proportionnalité du nombre des respirations et de leur am-

(1) BERTHOUD, *Journal de chimie physique*, 1911-12-13.

plitude à la quantité de travail existe à peu près aux faibles puissances; les phénomènes respiratoires sont alors réguliers et uniformes. Aux puissances qui fatiguent les muscles, le rythme des respirations s'élève rapidement; leur amplitude décroît, la période expiratoire est plus longue que l'inspiratoire; la ventilation pulmonaire croît jusqu'à l'essoufflement.

Louis GENTIL et PEREIRA DE SOUSA. — Sur les effets au Maroc du grand tremblement de terre en Portugal (1755). — P. 805.

Ce mégaséisme s'est propagé au Maroc avec la même violence qu'au Portugal.

H. DESLANDRES et L. D'AZAMBUJA. — Action du champ magnétique sur le spectre de bandes ultra-violet de la vapeur d'eau. Propriété nouvelle des séries régulières de raies qui forment la bande. — P. 814.

Le troisième groupe de l'azote offre les dédoublements de l'effet Zeeman, et ces dédoublements sont visibles sur un grand nombre de raies de la partie dégradée. La bande caractéristique de la vapeur d'eau n'offre aucun dédoublement, mais toutes les raies sont déplacées, et les raies simples qui forment une série arithmétique naturelle sont toutes déplacées dans le même sens, soit vers le rouge, soit vers le violet. Les déplacements ont fait reconnaître quatre nouvelles séries, D_1 , E_1 , D_2 , E_2 . Tableau donnant les longueurs d'ondes de leurs raies et les déplacements dans un champ de 30.000 gauss.

C.-V.-L. CHARLIER. — Sur la réfraction terrestre et la constitution de l'atmosphère. — P. 831.

Théorie mathématique.

R. BOULOUCHE. — Relations homographiques dans le système de dioptriques sphériques centrés. Points stigmatiques singuliers. — P. 846.

Théorie. Il ne peut y avoir de points stigmatiques singuliers qu'aux points nodaux et antinodaux.

ÉMILE BAUD. — Relation entre la chaleur de formation des mélanges binaires liquides et leur composition. — P. 849.

On a :

$$q = kx(1 - x);$$

x et $1 - x$ sont les fractions de molécule-gramme de chaque constituant dans une molécule-gramme du mélange.

Exemple :

$$C^2H^4Br^2(x), \quad C^6H^{12}(1 - x), \quad k = 1,32.$$

L'équation se vérifie aussi avec des mélanges de benzène et de tétrachlorure de carbone, de toluène et de cyclohexane.

C. GAUDEFROY. — Sur les figures de déshydratation de l'oxalate de potassium. P. 854.

La masse déshydratée se limite à un polyèdre identique au cristal qu'elle ronge.

MAXIME MÉNARD. — Sur un moyen certain d'éviter les brûlures par les rayons de Röntgen. — P. 868.

On utilisera un meuble protecteur à trois panneaux garnis de plomb et des gants à tissu caoutchouté, dans la composition duquel entrent des sels d'un métal de poids atomique élevé.

J. STOKLASA. — Influence de la radioactivité sur les microorganismes fixateurs d'azote ou transformateurs de matières azotées. — P. 879.

L'émanation exerce une influence avantageuse sur les bactéries qui assimilent l'azote gazeux ; dans le cas des bactéries dénitrifiantes, l'émanation nuit à la réduction des nitrates.

CHARLES MOUREU et ÉMILE ANDRÉ. — Thermochimie des composés acétyléniques. — P. 895.

Tableau. La chaleur d'hydruration des composés acétyléniques en

composés saturés est considérable, de l'ordre de 80 calories dans la série grasse, moins dans l'autre.

La fixation de H² pour donner un composé éthylénique libère en général plus de la moitié de la chaleur dégagée dans la saturation complète.

L'excès d'énergie de la triple liaison sur la liaison simple, dans les premiers termes de la série, est d'environ 70 calories. La fixation de l'eau, avec formation d'une cétone dégage environ 40 calories.

GEORGES CHARPY et ANDRÉ CORNU. — Sur l'influence du silicium sur la solubilité du carbone dans le fer. — P. 901.

Expérience montrant que le silicium diminue graduellement la solubilité du carbone dans le fer; celle-ci est pratiquement nulle à 900° pour 4 0/0 de Si et à 1.000° pour 7 0/0 et plus de Si.

LÉON BRILLOUIN. — Propagation d'un signal lumineux dans un milieu dispersif. P. 914.

Théorie mathématique. Les précurseurs seront en général imperceptibles, et on observera l'arrivée du signal seulement lorsque l'amplitude du mouvement vibratoire devient notable. La vitesse de signal est toujours inférieure à celle de la lumière dans le vide.

PIERRE WEISS et AUGUSTE PICCARD. — Sur l'aimantation de l'oxyde azotique et le magnéton. — P. 917.

Mesure de la dénivellation magnétique de l'eau sous une atmosphère de NO, puis d'H; la différence des deux dénivellations mesure la susceptibilité du gaz et la dénivellation sous l'H mesure celle de l'eau, quantité bien connue.

On trouve ainsi pour le coefficient d'aimantation moléculaire de NO :

$$X_m = 1\,400,3 \cdot 10^{-6} - 10,1 \cdot 10^{-6}$$

(correction du diamagnétisme sous-jacent).

La saturation moléculaire a alors pour valeur :

$$\sigma_m = 10\,156,$$

d'où 9.039 magnétons (9 au degré de précision des mesures).

E. ARIÈS. — Remarques sur les coefficients de la thermo-élasticité. — P. 918.

Ces huit coefficients sont :

$$\alpha_p = \frac{1}{v} \left(\frac{dv}{dT} \right)_p; \quad \alpha_v = \frac{1}{p} \left(\frac{dp}{dT} \right)_p; \quad \varepsilon_\tau = -\frac{1}{v} \left(\frac{dv}{dp} \right)_\tau; \quad \varepsilon_s = -\frac{1}{v} \left(\frac{dv}{dp} \right)_s;$$

$$c_p = T \left(\frac{dS}{dT} \right)_p; \quad c_v = T \left(\frac{dS}{dT} \right)_v; \quad l = T \left(\frac{dS}{dv} \right)_\tau; \quad h = \left(\frac{dT}{dp} \right)_s;$$

avec entre eux les relations :

$$l = \alpha_v p T; \quad \alpha_p = \alpha_v p \varepsilon_\tau; \quad hc_p = \alpha_p v T; \quad \frac{c_p}{c_v} = \frac{\varepsilon_\tau}{\varepsilon_s}; \quad c_p - c_v = \alpha_p \alpha_v p v T.$$

Les quatre premiers sont essentiellement positifs; les quatre autres ont toujours le même signe pour un même état du corps et, si l'un vient à s'annuler, les autres s'annulent aussi et $c_p = c_v$, $\varepsilon_\tau = \varepsilon_s$.

Ceci a lieu pour l'eau au maximum de densité.

BILLON-DAGUERRE, L. MÉNARD et H. FONTAINE. — Sur un nouveau dispositif de lampe à mercure, immergée et à lumière pratiquement froide. — P. 921.

La lampe est composée d'un tube cylindrique en U renversé, à branches recourbées et terminées par des tubes recevant les électrodes; le tube en U est placé à l'intérieur d'un flacon spécial; le tout est en quartz; les électrodes sont en invar. La paroi du flacon, du côté opposé à l'envoi de la lumière, a une forme de paraboloïde et formera réflecteur. Le tout est immergé dans une cuve à eau avec viseurs ou le condenseur. La lampe s'alimente avec 18 ampères sous 70 volts en continu; son intensité lumineuse est 3 000 bougies. Avantages : pour cinéma, projections, stérilisation, etc.

G. MOREAU. — Sur les couples à flammes. — P. 922.

A 1 400°, on observe pour les couples :

Pt flamme pure —	Pt recouvert de	CaO	0 ^{volt} ,55
—	—	BaO	0 ,70
—	—	SrO	0 ,54
—	—	K ² CO ³	0 ,68
—	—	Na ² CO ³	0 ,69
—	—	RbCl	0 ,56

Le courant va du Pt sensibilisé au Pt nu à travers la flamme.

Avec Pt froid flamme pure — Pt recouvert de CaO, 1^{vol}, 16.

Avec, à 1400°, Pt — Pt recouvert de CaO, flamme où on pulvérise une solution contenant par litre une molécule de sel, on a :

KOH	0 ^r ,25		KNO ³	0,24
KCl	0,22		$\frac{1}{2}$ K ² SO ⁴	0,34
KBr	0,18		$\frac{1}{2}$ K ² CO ³	0,33
KI	0,18		Na (Cl, Br).....	0,15
KClO ³	0,24			

DE BROGLIE. — Sur un nouveau procédé permettant la photographie des spectres de raies des rayons Röntgen. — P. 924.

Le cristal est monté sur un cylindre de baromètre enregistreur tournant à 2° par heure; au début, le faisceau X incident est parallèle à la face du cristal; puis l'angle d'incidence varie régulièrement avec le temps et le faisceau réfléchi vient balayer une plaque photographique où il s'inscrit d'une façon continue. On obtient ainsi un véritable spectre de raies, ayant tout à fait l'aspect des photographies de spectres lumineux, avec des raies fines ou diffuses, des bandes, etc.

Remarques.

F.-O. GERMANN. — Revision de la densité de l'oxygène; densité de l'air de Genève. — P. 926.

Appareil.

Litre normal d'oxygène.....	1 ^{sr} ,42905
Litre normal d'air à Genève.....	1,2930

ETG. WOURTZEL. — Sur la décomposition de H²S par le rayonnement de l'émanation. — P. 929.

La quantité de H formé divisée par la quantité de rayonnement détruit diminue au cours de l'expérience; ceci est dû à la diminution de pression par suite de la décomposition de H²S; en outre la vitesse de décomposition diminue avec la température.

G. BOIZARD.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XLII, n° 13; 1913.

W. VOIGT. — I. Nouveaux développements sur la théorie du phénomène de Zeeman. — T. XLI, n° 7, p. 403-431 (1).

II. Les effets Zeeman anormaux dans les raies spectrales du type D.
T. XLII, n° 11, p. 210-230.

III. Quelques remarques sur la façon dont se comportent dans le champ magnétique les raies spectrales accompagnées de satellites. — T. XLII, n° 14, p. 815-824.

I. Les expériences de Paschen et Back et de Fortrat sur le phénomène Zeeman présenté par des doublets et des triplets très serrés appartenant à des séries ont montré que, dans le champ magnétique, les composantes de ces doublets et triplets exercent des actions l'une sur l'autre. L'auteur a vu là une confirmation de sa théorie des phénomènes Zeeman complexes. Cette théorie reposait sur l'hypothèse de liaisons entre les électrons qui entrent en jeu dans les phénomènes de l'émission ou de l'absorption des raies spectrales. Les expériences récentes permettent de préciser le caractère de ces liaisons et de donner un nouveau développement à la théorie.

Voigt part de la théorie électronique de la dispersion et de l'absorption. En l'absence du champ magnétique extérieur, les électrons sont soumis à des forces quasi élastiques et à des résistances proportionnelles à leurs vitesses. Les forces directement appliquées sont les composantes de la vibration électrique dans l'onde lumineuse incidente. Lorsque le champ magnétique extérieur est établi, on doit, d'après Voigt, introduire dans les équations du mouvement des termes nouveaux qui correspondent à des liaisons proportionnelles au champ, non seulement entre les composantes des vitesses d'un même électron, mais encore entre celles des divers électrons. Pour introduire ces termes nouveaux, Voigt ne fait aucune hypothèse particulière sur la structure du système, il se contente de les choisir tels qu'ils satisfassent aux principes généraux de la mécanique, au caractère des forces exercées par les champs magnétiques et aux con-

(1) Une très brève analyse de ce mémoire a déjà paru dans le *Journal* (5^e série, t. III, p. 853; 1913); mais, vu l'importance de la question, on a cru devoir en donner un résumé complet et refondre cette analyse avec celle des deux mémoires suivants.

ditions de symétrie du champ, qui permettent de traiter indépendamment les vibrations parallèles et les vibrations perpendiculaires à ce champ : vibrations s et vibrations p .

On a pour les vibrations perpendiculaires au champ, de direction Oz par exemple, deux groupes d'équations correspondant aux deux groupes de coordonnées x et y . Pour les vibrations parallèles, Voigt considère en particulier des systèmes où les électrons, en nombre pair, sont groupés par couples de telle sorte qu'il y ait entre les coordonnées z'' et z' de deux membres d'un même couple des liaisons de même sorte qu'entre les coordonnées x et y d'un même électron. Voigt appelle ces liaisons *liaisons intérieures*; les autres sont appelées *liaisons extérieures*.

La résolution de ces équations donne les déplacements des électrons en fonction des composantes du champ électrique et des paramètres qui caractérisent les forces quasi élastiques, les résistances et les liaisons. On en déduit, au moyen de la relation entre la polarisation électrique et les déplacements des électrons et en introduisant les équations de Maxwell, la valeur de l'indice de réfraction imaginaire du milieu. En séparant les parties réelles et les parties imaginaires, on obtient, en même temps que l'indice de réfraction réel, la place et l'intensité des raies d'absorption formées après le passage de la lumière dans le milieu.

Dans le cas où tous les électrons du système correspondent à la même fréquence initiale, on trouve que pour les vibrations s , et pour les vibrations p , quand les électrons peuvent être groupés par paires, la raie initiale donne des composantes en nombre double de celui des électrons considérés et placées symétriquement de part et d'autre de sa position primitive.

Les liaisons extérieures sont caractérisées par des coefficients qui se déduisent l'un de l'autre par des permutations circulaires. Dans le cas, où tous les coefficients qui correspondent à une même permutation circulaire sont égaux entre eux, les vibrations s donnent seulement un doublet; les vibrations p donnent également un doublet s'il y a des liaisons intérieures, et une seule raie s'il n'y en a pas.

Lorsque les coefficients des liaisons intérieures sont égaux entre eux, on obtient les résultats précédents, même lorsque les électrons considérés correspondent à des fréquences initiales différentes, à partir d'une certaine valeur du champ d'autant plus grande que l'écart des fréquences initiales est lui-même plus grand

II. *Les raies du type D.* — Les paramètres qui interviennent dans la théorie du phénomène Zeeman dans les raies du type de D_1 et D_2 du sodium sont déterminés d'après les caractères des décompositions magnétiques observés dans des champs faibles, d'une part, et, d'autre part, dans des champs très forts. On désigne d'ailleurs par champs faibles ceux où le rapport $\frac{a}{\delta}$ du demi-écart normal à l'intervalle des deux raies du doublet est sensiblement plus petit que 1; par champs forts ceux où ce rapport est de l'ordre de 1 ou plus grand.

Dans les champs faibles, les séparations de D_1 et D_2 sont les suivantes :

	Vibrations p	Vibrations s	
D_1	$\pm \frac{2}{3} a$	$\pm \frac{4}{3} a$	
D_2	$\pm \frac{1}{3} a$	$\pm \frac{3}{3} a$	$\pm \frac{5}{3} a$

Voigt admet, par raison de symétrie, que D_2 a de chaque côté une autre composante p d'intensité infiniment petite d'écart $\pm \frac{3}{3} a$. Dans ces conditions, on a pour D_2 deux fois plus de composantes que pour D_1 ; et, comme les deux raies forment un groupe naturel, il faut admettre l'intervention pour D_2 d'un nombre double d'électrons que dans le cas de D_1 .

Les expériences récentes ont montré que dans les champs très forts l'ensemble du doublet D_1 - D_2 donne un seul triplet magnétique symétrique par rapport au centre de gravité de D_1 - D_2 . Il en résulte que les liaisons intérieures sont égales entre elles et qu'il en est de même des liaisons extérieures qui correspondent à une même permutation circulaire.

Enfin, si l'on considère que pour D_2 interviennent deux électrons liés, l'examen comparé des séparations magnétiques de D_2 dans les champs faibles et des rapports d'intensités des composantes permet de déterminer la valeur de tous les paramètres des liaisons par rapport à celle du paramètre unique g_n qui intervient dans la théorie du triplet normal.

Pour les vibrations s , la valeur commune des paramètres des liaisons intérieures est $\frac{4}{3} g_n$; elle est $\frac{2}{3} g_n$ pour les vibrations p . Pour les

liaisons extérieures, on a en tout six paramètres qui correspondent à deux permutations circulaires inverses; les trois premiers sont égaux à $-\frac{1}{3}g_n$, les autres à $+\frac{1}{3}g_n$. Voigt admet en outre que les constantes des résistances amortissantes sont égales pour les trois électrons considérés.

Dans ces conditions, il est facile de poursuivre les calculs jusqu'au bout et de déterminer les positions des composantes avec leurs intensités pour différentes valeurs du champ.

Pour les champs très faibles, on retrouve les décompositions ordinaires de D_1 et de D_2 . Pour les champs plus intenses, mais tels que l'on ait encore $\frac{a}{c} = \beta < 1$, on observe des variations, dans les positions et les intensités des composantes. Pour les vibrations p , le doublet donné par D_1 et le doublet donné par D_2 ne diffèrent des doublets ordinaires que par des quantités du 3^e ordre en β ; ils s'écartent l'un de l'autre de quantités égales et du 2^e ordre en β . Les composantes voisines dans les deux doublets augmentent d'intensité tandis que les composantes opposées deviennent plus faibles. Le changement d'intensité, du 1^{er} ordre en β , est plus sensible que les changements de position. Pour les vibrations s , on trouve pour D_1 un doublet, pour D_2 un quadruplet, dont les écarts ne diffèrent des écarts ordinaires que de quantités du 3^e ordre. Le centre du doublet intérieur de D_2 n'est pas déplacé; au contraire, le centre du doublet extérieur de D_2 et celui du doublet de D_1 s'écartent de quantités égales et du 2^e ordre. On retrouve d'ailleurs pour les variations d'intensité des résultats du même ordre que pour les vibrations p .

Dans les champs pour lesquels on a $\beta > 1$, les composantes tendent à se grouper symétriquement autour du centre de gravité v_0 du doublet D_1 - D_2 . Pour les vibrations p , la composante violette de D_1 et la composante rouge de D_2 tendent rigoureusement vers v_0 en augmentant d'intensité avec les champs croissants. Les deux composantes qui restent se disposent symétriquement par rapport à v_0 : leur intensité devient nulle et leur écart égal à l'écart normal. Pour les vibrations s on trouve d'abord que la composante rouge de D_1 et la composante violette extrême de D_2 se disposent symétriquement par rapport à v_0 : leur intensité va en diminuant et leur écart tend vers le double de l'écart normal. La composante violette de D_1 et la composante violette intérieure de D_2 d'une part, les deux composantes

rouges de D_2 , d'autre part, forment deux doublets égaux, dont l'intervalle, indépendant du champ, est égal aux deux tiers de l'intervalle D_1 - D_2 . Les centres de ces doublets sont symétriques par rapport à ν_0 et leur écart est l'écart normal.

Toutes ces conclusions de la théorie ont été vérifiées par l'expérience. La vérification est particulièrement bonne si on donne au système un déplacement d'ensemble égal à $-0,03$ angström dans le cas du doublet 2853 du Na (Fortrat).

III. *Les raies accompagnées de satellites.* — Les raies accompagnées de satellites sont généralement plus intenses que les satellites eux-mêmes; elles semblent, de ce fait, dues à un nombre plus grand d'électrons. Mais, comme raies principales et satellites donnent le plus souvent le même nombre de composantes magnétiques, on ne peut pas préciser le rapport de ces nombres. Voigt admet que la raie principale est donnée par α électrons et la raie satellite par un seul électron. Quand le champ magnétique est établi, il n'y a pas de liaisons entre les différents électrons α , mais seulement entre ces électrons d'une part et l'électron de la raie satellite.

Les formules développées d'après cette hypothèse montrent que, pour les vibrations p , les deux raies considérées ne sont pas résolues en nouvelles composantes. Si leur largeur est faible par rapport à leur distance, on trouve que pour les champs faibles elles s'éloignent en s'écartant de leur position primitive proportionnellement au carré du champ; pour les champs intenses, elles s'écartent de la fréquence moyenne proportionnellement au champ. A mesure que le champ augmente, les intensités tendent à être égales: on s'explique ainsi que des raies qui paraissent simples soient dans le champ magnétique accompagnées d'un ou plusieurs satellites.

Si la largeur des raies considérées est grande par rapport à leur distance, les champs faibles modifient seulement la largeur. La séparation des deux raies ne commence à se produire qu'à partir d'une valeur critique du champ.

Pour les vibrations s , on trouve que dans les champs faibles chaque raie donne un doublet symétrique, tandis que pour les champs intenses, l'ensemble des deux raies donne un quadruplet symétrique par rapport à la fréquence moyenne ν_0 .

KARL WOLFF. — Recherches sur l'extrême ultra-violet. — P. 825-839.

En 1911, Paschen avait montré que dans les spectres du zinc, du cadmium et du mercure, on devait trouver outre les séries déjà connues une série principale de raies simples du type normal. Cette série principale a été trouvée par Wolff sur les spectres d'arc de ces trois métaux dans la région ultra-violette de Schumann.

Pour le zinc, les raies λ , 1589,76, 1437,56, 1404,19, 1376,97 sont les termes correspondant aux valeurs de $m = 3, 4, 5, 6$ de la série principale cherchée. Pour le cadmium, on a les valeurs $m = 3, \dots, 7$ correspondant aux λ 1669,30, 1526,73, 1469,35, 1440,15, 1423,32. Pour le mercure, on a seulement $m = 2, 3$ avec les deux raies 1849,60 et 1402,71. La différence entre les longueurs d'onde mesurées et les nombres calculés par Paschen ne dépasse pas $0^{\text{A}}, 12$, elle est, en moyenne, de l'ordre de $0^{\text{A}}, 04$.

L'auteur a également retrouvé quelques raies appartenant à une série de combinaisons en relation avec la série principale des triplets et également prévue par Paschen.

Enfin la concordance des valeurs obtenues pour les raies des séries par le calcul et les mesures a permis à l'auteur de corriger les longueurs d'onde du spectre de l'hydrogène dans cette région. L'auteur a, en outre, photographié quelques raies du carbone et du silicium.

F. PASCHEN. — Remarques sur le travail de K. Wolff. — P. 840-842.

Paschen fait remarquer que le travail de K. Wolff complète le système des séries du Zn, du Cd et de Ag et justifie, contre les objections de Stark, la distribution des séries qu'il avait proposée antérieurement.

F. CROZE.

II. RUKOP. — Mesures réalisées dans le spectre électromagnétique de l'eau à l'aide d'oscillations peu amorties obtenues au moyen de l'excitation par choc (longueur d'onde : 65 à 20 centimètres). — P. 489-533.

La première partie du mémoire est consacrée à la description et à l'étude du dispositif expérimental servant à produire les oscillations

utilisées dans les mesures. L'auteur a reproduit un système d'oscillateur imaginé par Settnik ⁽¹⁾ et qui consistait essentiellement en deux antennes disposées aux bornes d'un éclateur. Le circuit comprenait en outre un condensateur à lame d'ébonite. L'étincelle jaillissait dans une atmosphère de gaz d'éclairage. Un simple réglage de la longueur des antennes permettait de faire varier la longueur d'onde dans un intervalle d'environ deux octaves.

Les oscillations ainsi obtenues étaient sensiblement monochromatiques et présentaient un très faible amortissement. Le décrement ne dépassait pas 0,04 et 0,02 pour des longueurs d'onde de 20 et de 40 centimètres.

Pour les mesures d'indices de réfraction, l'auteur a utilisé le dispositif bien connu des fils de Lecher. Les deux conducteurs parallèles étaient plongés en partie dans l'eau, en partie dans l'air, et le rapport des longueurs d'onde dans les deux milieux, déterminé par la méthode des ondes stationnaires, permettait de connaître l'indice de réfraction cherché. La position des nœuds et des ventres était obtenue à l'aide d'un contact glissant le long des fils et comprenant un thermo-élément relié à un galvanomètre. La précision atteinte dans les mesures semble très remarquable. D'après l'auteur, les résultats pourraient être exacts à 0,15 0/0 près. Dans le domaine étudié, soit pour des longueurs d'onde variant entre 20 et 65 centimètres, les valeurs trouvées pour l'indice de réfraction de l'eau (à 17° C.) étaient comprises entre 9,05 et 8,82. On distingue dans la courbe quelques bandes de dispersion anormale l'une pour $\lambda = 54-50$ centimètres, une autre pour $\lambda = 39 - 37$ centimètres, une troisième pour $\lambda = 30-21$ centimètres. Les résultats de ce travail s'accordent assez mal avec la courbe de dispersion très compliquée obtenue par Colley ⁽²⁾. Les divergences sont particulièrement importantes pour les longueurs d'onde comprises entre 50 et 56 centimètres.

R. WACHSMUTH et B. WINAVER. — La décharge annulaire sans électrodes.
P. 585-613.

Ce travail est consacré à l'étude des phénomènes qui se manifestent dans les tubes à vide sans électrodes quand on augmente

(1) C. SETTNIK, *Annalen der Physik*, t. XXXIV, p. 565 (1911), et *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 407 ; 1911.

(2) A.-R. COLLEY, *Physikalische Zeitschrift*, t. X, p. 329 et 471 ; 1909.

progressivement la raréfaction. Il est la suite des recherches entreprises par Wachsmuth et déjà publiées ⁽¹⁾. Les auteurs n'ont introduit que des modifications de détail dans le dispositif expérimental utilisé précédemment ; mais ils ont opéré sur diverses espèces de gaz, en particulier sur des gaz rares (argon, hélium, néon) ; de plus ils ont complété leur étude par de nombreuses observations spectroscopiques. Ils se sont efforcés d'interpréter les phénomènes d'après la théorie de l'ionisation par chocs. Voici les principales conclusions de leur travail :

Si l'excitation est convenablement choisie, la raréfaction augmentant, on arrive à une pression p_1 , à partir de laquelle l'énergie du choc est suffisante pour provoquer l'ionisation. Le galvanomètre destiné à mesurer la conductibilité du gaz commence à dévier. La valeur de p_1 dépend pour une même excitation de la nature du gaz : elle peut se déduire avec une assez bonne approximation des données expérimentales déjà connues et en particulier des nombres trouvés par M. Bouty relativement à la cohésion diélectrique.

Si on continue à faire le vide, le gaz se comporte d'abord exactement comme s'il était soumis à l'action d'un ionisant de grandeur constante (par exemple un tube de Röntgen). Cette analogie se manifeste dans l'allure des courbes de conductibilité. Celle-ci augmente à mesure que la pression diminue, passe par un maximum, puis décroît. La branche descendante de la courbe correspond à la saturation.

Pendant cette première phase du phénomène, la luminescence du gaz reste très faible et il manque dans le spectre la plupart des raies les plus importantes. Par exemple, dans le cas de l'hydrogène, toute la première partie du spectre est invisible.

Si le gaz est raréfié encore davantage (ce qui revient à augmenter la violence des collisions ou la vitesse des ions), la pression atteint une valeur p_2 qui, pour une excitation donnée, est, comme p_1 , caractéristique du gaz. A partir de cette pression p_2 , la conductibilité croît fortement, le tube devient nettement lumineux, et c'est seulement alors que toutes les raies du gaz se distinguent dans le spectre. D'après les auteurs, cette seconde phase s'expliquerait par un accroissement subit de l'énergie du choc. A l'appui de cette hypothèse, ils rappellent des phénomènes analogues observés par

⁽¹⁾ R. WACHSMUTH, *Annalen der Physik*, t. XXXIX, p. 611 (1912), et *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 63 ; 1913.

Gehrcke et Seeliger ⁽¹⁾, dans leurs recherches sur la luminescence des gaz et l'influence des rayons cathodiques. En tout cas, les mesures montrèrent que, à l'instant où la pression tombe à la valeur p_2 l'énergie absorbée dans le circuit oscillant exciteur subit un brusque accroissement.

Des expériences réalisées dans des conditions d'excitation identiques donnent, pour la pression p_2 , les valeurs suivantes :

Mélange d'hélium et de néon.....	1 ^{mm} ,00
Argon.....	0 ,35
Hydrogène.....	0 ,15
Oxygène.....	0 ,115
Air.....	0 ,09
Azote.....	0 ,085

Les nombres obtenus pour p_1 conduisent à un classement identique. Le mercure s'intercalerait dans la série à peu près à la même place que l'oxygène.

Les photographies des spectres reproduites dans le mémoire mettent en évidence les deux phases de la décharge. La distinction est particulièrement nette pour le mercure et l'hydrogène.

PAUL DE LA GORCE.

G. NORDSTROM. — Sur la théorie de la gravitation au point de vue du principe de relativité. — P. 533-554.

L'auteur a pour but de préciser la théorie qu'il a exposée dans deux travaux antérieurs ⁽²⁾.

Laue a montré que le principe d'équivalence d'Einstein peut être conservé (sans que cependant cela s'étende à tous les cas possibles) si la densité ν de la matière au repos s'exprime au moyen de la somme :

$$-D = T_{xx} + T_{yy} + T_{zz} + T_{uu}$$

des composantes du tenseur d'univers T , occupant la diagonale du tableau. T est la somme des tenseurs élastique et matériel, déjà considérés par l'auteur. Le facteur de gravitation g est une fonction

⁽¹⁾ E. GEHRCKE et SEELIGER, *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, t. XIV, p. 335 ; 1912.

⁽²⁾ *Phys. Zeitschr.*, XIII, p. 1126 ; 1912 ; *Ann. d. Phys.*, XL, p. 856 ; 1913. — Voir aussi *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 521 ; 1913.

$g(\Phi)$ du potentiel de gravitation, celui-ci satisfait à la relation

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial u^2} = g(\Phi) \nu,$$

et la force pondéromotrice exercée par le champ sur la matière est :

$$K_{\mathcal{E}} = -g(\Phi) \nu \Gamma^{\rho\alpha\delta} \Phi.$$

Il reste à définir ν et à déterminer $g(\Phi)$ de manière que le principe d'équivalence soit valable dans le plus grand nombre de cas possible.

Soit un système de corps finis où le champ de gravitation est statique (il peut toutefois s'y trouver des corps de révolution tournant autour de leur axe et des fluides en mouvement permanent). On aura $\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$. L'impulsion totale est nulle. Le système constitue un tout en repos. On a alors :

$$\Phi = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{dv}{r} g(\Phi) \nu + \Phi_a;$$

l'intégrale est étendue à l'espace xyz ; Φ_a est la valeur de Φ à une distance très grande et dépend des autres systèmes de masses supposées très éloignées. A une distance suffisamment grande r , on aura :

$$|\nabla \Phi| = \frac{1}{4\pi r^2} \int g(\Phi) \nu dv.$$

Dans le cas le plus général, on a à considérer les trois tenseurs T , G , L : le tenseur élastico-matériel, le tenseur de gravitation et le tenseur électro-magnétique. Les seize composantes de G sont :

$$G_{xx} = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial u} \right)^2 \right\} \dots G_{yx} = G_{xy} = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \dots$$

et les quatre composantes de la force pondéromotrice sont données par :

$$K = -\Delta \nu G.$$

Il faut faire la somme des composantes de la diagonale du tenseur total $T + E + L$ et intégrer dans tout l'espace. Comme $\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$, la

somme diagonale de G est $-(\nabla\Phi)^2$; la somme analogue relative à L est nulle; tenant compte de la définition de D , on obtient l'intégrale :

$$-\int [D + (\nabla\Phi)^2] dv.$$

D'après Laue on a $\int (T_{xx} + G_{xx} + L_{xx}) dv = 0$, ainsi que deux autres relations analogues. L'intégrale se réduit à :

$$\int (T_{uu} + G_{uu} + L_{uu}) dv = E_0.$$

C'est l'énergie au repos du système tout entier. L'auteur obtient alors :

$$E_0 = \int D dv - \int (\Phi - \Phi_a) g(\Phi) v dv.$$

Comme l'impulsion totale est nulle, l'énergie et l'impulsion, dans un autre système animé de la vitesse V dans le système considéré, auront les valeurs :

$$E = \frac{E_0}{\sqrt{1 - q^2}}, \quad G = \frac{E_0 v}{c^2 \sqrt{1 - q^2}} \quad \left(q = \frac{V}{c} \right).$$

La masse d'inertie du système est $m = \frac{E_0}{c^2}$.

Enfin la quantité :

$$M_g = \int g(\Phi) v dv,$$

qui figure dans $(\nabla\Phi)$ et qui peut servir de mesure à l'intensité du champ de gravitation, est la *masse de gravitation*. D'après le principe d'équivalence, $\frac{M_g}{m}$ ne doit dépendre que de Φ_a ; ce rapport ne peut être que $g(\Phi_a)$; on a donc :

$$g(\Phi_a) m = \int g\Phi v dv.$$

Égalant les deux valeurs trouvées de m et tenant compte de la valeur de E_0 , on obtient une condition à laquelle D doit satisfaire :

$$D = g(\Phi) v \left[\Phi - \Phi_a + \frac{c^2}{g(\Phi_a)} \right];$$

mais cela ne peut dépendre de Φ_a ; on en tire :

$$\nu = \frac{D}{c^2} = - \frac{1}{c^2} (T_{xx} + T_{yy} + T_{zz} + T_{uu}) \quad \text{et} \quad g(\Phi) = \frac{c^2}{A + \Phi},$$

où A est une constante universelle. L'élimination de A entre deux relations analogues à la dernière donne :

$$\frac{g(\Phi_1) - g(\Phi)}{g(\Phi_1) g(\Phi)} = \frac{\Phi - \Phi_1}{c^2}.$$

La question est donc ainsi résolue. Si l'on pose :

$$\Phi' = \frac{c^2}{g_0} + \Phi - \Phi_0$$

[en écrivant g_0 pour $g(\Phi_0)$], on a :

$$g(\Phi) = \frac{c^2}{\Phi'}, \quad M_g = \frac{mc^2}{\Phi'_a} = \frac{E_0}{\Phi'_a}.$$

Les équations fondamentales sont alors :

$$\Phi' \left[\frac{\partial^2 \Phi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial u^2} \right] = c^2 \nu, \quad K_x^g = - c^2 \nu \frac{\partial}{\partial x} L\Phi' \dots$$

Si avec une certaine approximation, on considère Φ' en dehors de la parenthèse comme constant et égal à $\frac{c^2}{g_0}$; on trouve par intégration la formule classique pour le potentiel retardé.

La masse d'inertie varie avec le potentiel extérieur.

Si le potentiel extérieur augmente de $d\Phi_a$, il y a un courant d'énergie :

$$Sg = - \frac{\partial \Phi}{\partial t} \nabla \Phi.$$

Si l'on considère une sphère de très grand rayon entourant le système considéré, l'intégration sur sa surface fournit un apport :

$$4\pi r^2 \mid \nabla \Phi \mid d\Phi_a = M_g d\Phi_a.$$

L'énergie au repos s'accroît de $dE_0 = M_g d\Phi_a$; à cause de la relation $\frac{M_g}{m} = g\Phi_a$, il en résulte une variation de la masse d'inertie

et l'on a :

$$m = m_0 \left[1 + \frac{g_0}{c^2} (\Phi_a - \Phi_0) \right].$$

Quant à M_g , il reste constant. La masse de gravitation est donc une grandeur caractéristique du système, qui ne dépend pas du potentiel extérieur.

L'application de ces principes au cas d'un électron sphérique chargé uniformément en surface, conduit à la relation :

$$M_g = \frac{g_a}{c^2} \frac{e^2 + M_y^2}{8\pi a},$$

et, comme $M_g = g_a m$, il vient :

$$m = \frac{e^2 + M_y^2}{8\pi c^2 a} = \frac{E_0}{c^2}.$$

On retrouve dans le premier terme la valeur connue de l'énergie électrique $E_0 = \frac{e^2}{8\pi a}$.

L'auteur tire de ces résultats deux autres conséquences importantes : les dimensions linéaires et la durée des phénomènes varient en raison inverse du potentiel.

Le mémoire se termine par quelques remarques sur la définition des unités fondamentales et par l'établissement des équations du mouvement d'un corps considéré comme masse ponctuelle.

E.-M. LÉMERAY.

G. POHRT. — Contribution à la connaissance des constantes diélectriques des vapeurs. — P. 569-584.

Méthode du pont de Wheatstone en courant alternatif (120 volts, 30 périodes), avec deux résistances (1 000 ohms) et deux condensateurs (capacité : 30 centimètres), dont l'un sert de condensateur de comparaison. En faisant varier dans l'autre la pression de la vapeur ou du gaz étudiés, et en admettant la proportionnalité de $(K - 1)$ à la pression, on peut calculer les constantes diélectriques K rapportées au vide et relatives à la pression normale.

On établit l'équilibre à l'aide d'un contact glissant disposé entre les deux résistances.

On le constate au moyen d'un électromètre à quadrants, dont la cage ainsi que l'une des paires de quadrants est reliée au contact glissant, et l'autre paire de quadrants aux armatures intérieures des condensateurs, tandis que l'aiguille communique par l'intermédiaire d'une grande résistance avec l'armature extérieure du condensateur de comparaison, c'est-à-dire avec l'un des pôles du courant alternatif.

Le mémoire indique une soixantaine de résultats, parmi lesquels on peut citer les suivants :

Substance	Température	(K - 1) . 10 ⁵
Air.....	0	58,6
Méthane.....	0	88,6
Ethylène.....	0	142,3
Chlorure d'éthyle.....	17,3	1 330
—	100	847
Alcool éthylique.....	99,7	606
Ether méthylique.....	99,4	414
Nitroéthane.....	99,9	2 810
Propionitrile.....	99,9	2 830
Ethylamine.....	99,8	422
Acétaldéhyde.....	16	2 160
Acétone.....	17,3	2 610
—	99,3	1 590
Benzol.....	100	275

Précision admise : 0,2-0,3 0/0 sur (K - 1).

CH. FORTIN.

G. LECHNER. — Recherches sur la turbulence par le passage de l'eau et du mercure à travers des capillaires recourbés en spirale. — P. 614-642.

L'auteur s'est proposé de rechercher si le nombre des tours de la spirale et le diamètre du capillaire avaient une influence sur les lois du frottement, en particulier sur le passage du domaine normal ou de Poiseuille au domaine de turbulence.

Les recherches ont montré que pour des tubes courbés l'influence de la force centrifuge augmente la turbulence, et cette augmentation se poursuit avec le nombre des tours de la spirale. Le critérium de Reynold pour la vitesse critique est, en général, sans valeur.

La vitesse critique est déplacée vers des valeurs inférieures, et le déplacement est d'autant plus grand que le diamètre du capillaire

est plus grand. A partir d'un nombre relativement petit de tours de la spirale, il n'existe plus de passage tranché à la région de turbulence, mais ce passage est progressif.

L'étude de ce passage à l'aide d'un faisceau coloré très fin introduit au centre du liquide en mouvement dans le capillaire montre que, quand la vitesse croît, la turbulence progresse depuis les derniers tours de la spirale jusqu'aux premiers. La turbulence n'est donc pas la même dans toute la longueur du tube, elle augmente avec l'avancement du liquide.

Alors que dans un tube droit, à une vitesse donnée correspond toujours une turbulence donnée qui est mesurée par la résistance qu'offre le tube au passage du liquide, cette résistance est plus grande pour les tubes courbés. Si Q est la masse de liquide qui passe par seconde, P la pression, on a :

$$P = \frac{Q}{W},$$

où la résistance W reste constante aussi longtemps que la loi de Poiseuille est valable.

Par augmentation de la vitesse on est conduit à une résistance W_1 constante également, mais plus grande, et on a :

$$Q - Q_0 = \frac{P}{W_1},$$

où Q_0 diminue avec le nombre de spirales, tandis que $W_1 = \frac{dQ}{dP}$ est indépendant, ainsi que de la vitesse ; finalement Q_0 s'annule, et on a :

$$Q = \frac{P}{W_1}.$$

Cette droite paraît être une limite au-dessous de laquelle les courbes volume pression ne descendent pas. CH. LBENHARDT.

P. LUDEWIG. — Conditions électriques pour le passage du spectre de l'arc au spectre de l'étincelle. — P. 643-664.

La Rosa avait signalé que le spectre d'un arc chantant pouvait, suivant le rapport entre la self-induction et la capacité du circuit

dérivé, présenter les caractères d'un spectre d'arc ou d'un spectre d'étincelle.

L'auteur a étudié des arcs chantants ou des séries d'étincelles produits dans diverses conditions et arrive aux conclusions suivantes :

Dans un arc chantant ou dans une suite continue d'étincelles, la production d'un spectre d'étincelle n'est pas liée à l'existence d'une différence de potentiel élevée ou d'une décharge oscillante.

Il y a spectre d'étincelle chaque fois que la courbe du courant présente une montée brusque suivie d'une période assez longue pendant laquelle le courant est nul.

La période de passage du courant doit être inférieure à 10^{-4} seconde pour qu'on obtienne un spectre d'étincelle.

Il y a, du reste, entre le spectre de l'arc proprement dit et le spectre de l'étincelle, une série d'états intermédiaires par lesquels on passe suivant la durée de la décharge.

Il est probable que, lorsque la décharge est rapide, la masse d'air dont la température s'élève est faible et, par conséquent, l'élévation de température plus élevée.

W.-J. DE HAAS et P. DRAPIER. — Recherches magnétochimiques.
Mesure de la susceptibilité absolue de l'eau. — P. 673-684.

Cette détermination est faite par une modification de la méthode de Quincke transformée en méthode de zéro. La pression dans la branche large du tube en U utilisé est telle que, dans le tube capillaire placé entre les pôles de l'électro-aimant, le ménisque soit presque complètement aplati et constitue une sorte de miroir. En observant avec une lampe dans ce miroir l'image d'une lampe à incandescence mi-partie rouge, mi-partie blanche, on peut se rendre compte de la position du ménisque.

La pression du gaz se mesure par des lectures au cathétomètre d'un manomètre à eau.

Les auteurs ont trouvé :

$$\chi = -0,747 \times 10^{-6}$$

par rapport à l'air à 21°, tandis que Sève avait trouvé $-0,746 \times 10^{-6}$ à 24°, et Weiss et Piccard $-0,748, \times 10^{-6}$ à 20°.

De même ils trouvent par rapport à l'hydrogène :

$$\chi = -0,721 \times 10^{-6} \text{ à } 21^{\circ},$$

alors que Weiss et Piccard avaient trouvé $-0,719 \times 10^{-6}$ à 20° .

IVAR MALMER. — Remarque sur l'action du rayonnement sur le téléphone.
P. 685-688.

Grottrian ⁽¹⁾ a signalé qu'en éclairant la membrane d'un téléphone on constatait la production d'un courant induit dans les bobines de ce téléphone.

L'auteur a repris les expériences de Grottrian en utilisant pour l'étude du courant induit un galvanomètre à corde. Les formes de courbes relevées le conduisent à penser que le phénomène est dû à une déformation de la membrane et non comme le pensait Grottrian à une variation de la perméabilité de cette membrane.

Cette déformation a du reste été mise en évidence par un procédé optique dans des expériences récentes de Siegbahn.

R. JOUAUST.

E. WAETZMANN. — Mode de production des sons de combinaison dans le circuit microphone-téléphone. — P. 729-744.

La photographie des vibrations de la membrane d'un téléphone et de la membrane d'un microphone, excitées isolément par deux sons primaires simultanés, montre qu'il s'y produit uniquement des battements ; mais, si les deux instruments sont réunis dans un même circuit, l'excitation du microphone par les mêmes sons primaires fait apparaître dans les courbes le son différentiel du premier ordre.

Dans ce cas, les courbes obtenues en excitant le microphone par un son unique montrent que les vibrations de la membrane du téléphone ne sont plus symétriques par rapport à la position de repos de la membrane, mais par rapport à une autre position d'équilibre correspondant à une valeur moindre de la résistance du microphone. Celui-ci se comporterait donc comme un cohéreur dont la résistance

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 257 ; 1913.

serait diminuée par les vibrations de la membrane, et dans une proportion dépendant de l'intensité de l'excitation. Une étude directe au pont de Wheatstone avec un galvanomètre à corde a d'ailleurs montré la réalité de ces variations de résistance.

L'apparition des sons de combinaison aurait alors pour cause la périodicité des variations de résistance dues aux battements qui se produisent dans la membrane du téléphone, ce qui n'intéresse guère la théorie d'Helmholtz.

De nombreuses photographies de courbes ont montré que le son différentiel du premier ordre est d'autant plus intense que l'intervalle est plus faible et que les minimums sont plus accusés, c'est-à-dire qu'il croît avec l'intensité et la hauteur des sons primaires, comme on pourrait le prévoir d'après ce qui précède.

Cette variation de résistance doit être la principale cause des altérations de la parole dans les transmissions téléphoniques.

Bref, les sons de combinaison produits de cette manière dans le téléphone étant le plus souvent identiques à ceux qui se produisent dans l'oreille d'un observateur, on s'explique comment leur constatation a pu être invoquée en faveur de la théorie d'Helmholtz. Il est d'ailleurs vraisemblable que cette coïncidence n'est pas purement accidentelle.

P. LUGOL.

RUDOLF ORTVAY. — Sur le dénombrement des oscillations propres des corps solides. — P. 745-760.

Ce mémoire est destiné à compléter les théories de P. Debye et de Sommerfeld.

Debye a déterminé le spectre acoustique des corps solides, en partant des vibrations propres d'une sphère dont la surface n'est soumise à aucune force. Sommerfeld traite le problème élastique du cube isotrope, en introduisant des « conditions aux limites mêlées » d'après lesquelles les déplacements normaux et les tensions tangentielles disparaissent.

Dans le présent mémoire, l'auteur indique une méthode simple de détermination du spectre acoustique des corps isotropes, basée sur l'emploi des « conditions aux limites mêlées ».

Comme application, Ortvy étend aux cristaux (jusqu'au système orthorhombique inclusivement) la formule de Debye, qui exprime la

proportionnalité du nombre des oscillations propres au cube de la fréquence.

MARCEL BOLL.

OSKAR RICHTER. — Anomalies dans la chaleur spécifique de certains alliages. — P. 779-795.

L'auteur a recherché si la règle de Richarz (quand la chaleur spécifique augmente la densité diminue) s'applique aux alliages.

Il a étudié les mélanges Sn, Bi et Pb, Bi. Pour les premiers, la règle s'applique; pour les seconds, au contraire, on observe un maximum et un minimum de la chaleur spécifique, alors que la variation de densité est presque linéaire.

De ces recherches l'auteur déduit : 1° que les propriétés d'un alliage solide dépendent de son histoire antérieure et en particulier de la manière dont il a été coulé; 2° que la règle de Richarz ne s'applique pas aux alliages avec combinaison ou eutectiques mais qu'elle s'applique peut-être aux autres.

ARTHUR ROSENTHAL. — Démonstration de l'impossibilité d'un système gazeux ergodique. — P. 796-806.

La théorie des gaz de Boltzmann-Maxwell repose sur l'hypothèse que chaque gaz constitue un système ergodique. Déjà P. et T. Ehrenfest ont émis des doutes sur l'existence d'un pareil système.

L'auteur démontre dans ce travail qu'il ne peut pas exister de système gazeux ergodique. A cet effet il montre d'abord que l'on peut toujours trouver des portions R' de la surface « énergie » à $(2rN-1)$ dimensions (N , nombre de particules gazeuses; r , nombre de degrés de liberté) qui soient transformables réversiblement, d'une seule manière, d'une façon continue, en un cube de dimension $(2rN-1)$.

Il considère ensuite un gaz dont l'énergie reste constante et égale à C . Le point représentatif de l'état de ce gaz se déplace sur la surface correspondante et la courbe décrite ne peut pas avoir de points multiples. Si le système est ergodique, cette courbe C doit passer par tous les points de la surface, en particulier par tous les points de R' . On peut alors trouver une représentation A de R' sur la droite du temps. L'auteur démontre que c'est impossible.

Il montre en passant que l'infinité des courbes C existant sur la surface E'_c d'énergie constante n'est pas dénombrable et que dans toute portion de E' de dimension supérieure à l'unité, il pénètre une infinité non dénombrable de courbes C.

BERGEN DAVIS. — Théorie de l'ionisation par choc et forme de la fonction $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{X}{p}\right)$. — P. 807-814.

On sait qu'il existe entre le nombre d'ions nouveaux produits le long de 1 centimètre par un ion d'un gaz, la pression p et le champ électrique X , une relation de la forme :

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{X}{p}\right).$$

L'auteur montre dans ce mémoire qu'on peut facilement trouver la forme de cette fonction, en développant une théorie de l'ionisation par choc qu'il a exposée il y a quelques années (1).

L'auteur suppose les molécules sphériques. Pour qu'elles libèrent un ion sous l'action du choc d'un autre ion, il faut, d'une part, que cet ion vienne d'assez loin; d'autre part, que l'énergie cédée à la molécule soit suffisante, soient l et L les libres parcours moyens d'un ion sous la pression actuelle et sous la pression normale on trouve :

$$\frac{\alpha}{p} = \frac{1}{76L} \left[e^{-\frac{v}{76L} \frac{p}{X}} + \frac{v}{76L} \frac{p}{X} \text{Ei} \left(-\frac{v}{76L} \frac{p}{X} \right) \right],$$

où $\text{Ei}(\quad)$ représente une intégrale d'exponentielle, $v = X \lambda_0$ est la plus petite tension d'ionisation possible, elle doit être constante pour un même gaz quand la pression et le champ varient, c'est bien ce qu'a trouvé E.-S. Bishop (2).

P. JOB.

H. LICHTÉ. — Intensité du son dans l'arc chantant. — P. 843-870.

L'auteur étudie au moyen d'un phonomètre de Lebedew l'intensité du son d'un arc chantant obtenu en superposant dans un arc à un courant continu un courant alternatif de fréquence variable.

(1) *Phys. Rev.*, janvier 1907.

(2) *Phys. Rev.*, novembre 1911.

Pour des fréquences comprises entre 220 et 860 périodes par seconde, l'intensité du son est proportionnelle au carré de la longueur de l'arc et au carré de l'intensité du courant alternatif. A longueur constante et à intensité de courant alternatif constant, elle est proportionnelle à la tension continue aux bornes de l'arc. Pour une longueur donnée et une intensité de courant donnée, l'intensité du son passe par un minimum pour un certain diamètre de charbon. Jusqu'à 500 périodes, l'intensité du son est proportionnelle au carré de la fréquence; au-dessus, par suite de l'influence de l'hystérésis, il s'introduit dans l'expression reliant l'intensité du son à la fréquence un terme contenant la période à la 4^e puissance.

Ces résultats montrent bien que les propriétés acoustiques de l'arc sont dues à des variations périodiques du volume de la masse gazeuse, mais on ne sait si celles-ci sont dues à des variations de pertes par effet Joule dans cette masse gazeuse ou à des changements dans la dissociation des gaz des électrodes.

MANNE SIEGBAHN. — Etude sur les vibrations des membranes téléphoniques.
P. 689-728.

Pour étudier les vibrations d'une membrane, l'auteur forme au moyen d'un microscope et un peu au-dessus de cette membrane l'image réelle très petite d'une fente lumineuse. Cette fente est partiellement aveuglée sur une partie de sa largeur par une lamelle fixée à la pièce vibrante et est projetée sur une pellicule qui se déroule par un microscope grossissant. L'épaisseur des images obtenues sur la pellicule permet donc d'évaluer les déplacements de la plaque vibrante.

L'auteur évalue l'épaisseur de ces franges par des moyens physiques, soit en utilisant une partie de la pellicule comme un écran entre un couple thermoélectrique de Rubens et une source lumineuse, soit en faisant défiler cette pellicule entre une source lumineuse et une cellule de sélénium dont un galvanomètre à corde permet de relever les variations instantanées de résistance.

De nombreuses planches représentant les relevés ainsi obtenus accompagnent le mémoire qui se termine par quelques considérations mathématiques sur les vibrations propres des membranes téléphoniques.

R. JOUAUST.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XIV; 1913.

G.-H. LIVENS. — Sur la variabilité des spectres d'absorption.
I, p. 844-844; II, p. 1050-1052.

L'auteur développe, d'après Drude et Lorentz, une théorie générale de la dispersion. Il prend pour point de départ la relation entre la force électrique et la polarisation d'un milieu, où se propage de la lumière de fréquence n sous la forme d'ondes planes homogènes,

$$P_s \left(1 - \sum_r \frac{ae^2}{n_r^2 - n^2 + in_r'n} \right) = \left(\sum_r \frac{e^2}{n_r^2 - n^2 + in_r'n} \right) E_s;$$

m est la masse d'un électron, e sa charge, mn_r' et mn_r^2 sont respectivement les coefficients de la force de frottement et de la force élastique, E_s et P_s les composantes de la force électrique et de la polarisation du milieu dans la direction du déplacement s de l'électron, a une constante dont la valeur numérique est voisine de $\frac{1}{3}$, Σ_r indique une sommation étendue à tous les électrons contenus dans l'unité de volume. Cette relation écrite sous la forme :

$$P_s = [(\epsilon - ix)^2 - 1] E_s$$

met en évidence l'indice de réfraction ϵ et le coefficient d'extinction x du milieu.

Dans le cas d'une bande d'absorption isolée correspondant à la fréquence n_1 et à un nombre N_1 d'électrons par unité de volume, on déduit de là le maximum du coefficient d'extinction donné par la formule :

$$x = \epsilon_1 \alpha \sqrt{\frac{1 - 2\sqrt{1 + \frac{4}{3\alpha^2} \cos \frac{\pi + \varphi}{3}}}{1 - \frac{\alpha^4}{32} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{4}{3\alpha^2} \cos \frac{\pi + \varphi}{3}} \right)^4}};$$

et la position de ce maximum dans le spectre correspond à la fré-

quence n :

$$n = x_1^2 + f \left(\frac{\alpha}{2} - \sqrt{\alpha^2 + \frac{4}{3} \cos \frac{\pi + \varphi}{3}} \right)$$

Dans ces formules, on a :

$$\varepsilon_1^2 = 1 + \frac{A_1}{1 - aA_1}, \quad x_1^2 = n_1^2 - \frac{a\rho_1}{1 - aA_1},$$

avec

$$A_1 = \Sigma \frac{\frac{e^2}{m}}{n_1^2 - n^2}, \quad \rho_1 = \frac{N_1 e^2}{m}.$$

le signe Σ indiquant une sommation étendue à tous les électrons contenus dans l'unité de volume et n'appartenant pas au groupe N_1 .

D'autre part,

$$\alpha = \frac{d}{f} \quad \text{et} \quad \cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{4}{3\alpha^2}\right)^3}}.$$

avec

$$f = \alpha_1 n_1' \quad \text{et} \quad 2d = \frac{(1-a)\rho_1}{1 + (1-a)A_1} + \frac{a\rho_1}{1 - aA_1}.$$

Ces formules s'accordent d'ailleurs parfaitement avec les formules moins générales de Planck et de Havelock. Pour les comparer avec les résultats expérimentaux, on admet que les grandeurs A_1 et ρ_1 , dont dépendent x et n , sont à leur tour des fonctions de la densité ρ de la molécule absorbante. L'hypothèse la plus simple est que ρ_1 est proportionnel à ρ et que A_1 est une fonction linéaire de ρ . On écrit ainsi :

$$\rho_1 = \sigma_1 \rho \quad \text{et} \quad A_1 = A_0 + \sigma_2 \rho,$$

A_0 pouvant être pris égal à zéro, quand on a affaire à un seul milieu homogène. Dans ces conditions, on voit qu'en pratique d est une fonction positive et croissante de ρ . Le coefficient x croît également avec ρ , d'abord linéairement, puis d'une façon plus compliquée. Au contraire, n et x_1 décroissent tous deux, quand ρ croît.

D'après cela, la position du maximum d'une bande d'absorption doit se déplacer graduellement vers les grandes longueurs d'onde, à mesure qu'augmente la densité de la molécule absorbante. La grandeur de ce déplacement dépend en premier lieu de la densité par-

tielle des électrons directement impliqués dans le phénomène de l'absorption, mais aussi dans une certaine mesure de la densité des électrons actifs. Pour les faibles valeurs de la densité, le déplacement est proportionnel à ρ ; pour les valeurs plus grandes, la relation est plus complexe. On peut faire une discussion analogue au sujet de la grandeur du coefficient d'absorption. Il en résulte que la loi de Beer ne doit pas être considérée comme rigoureuse, mais seulement comme une première approximation pour les faibles concentrations.

Si l'on fait l'hypothèse toute naturelle qu'un accroissement de la densité des molécules absorbantes correspond à un accroissement de la densité de la substance étudiée, on voit que ces résultats concordent avec ceux qui ont été obtenus par les expérimentateurs sur les gaz, où l'accroissement de la densité est obtenu directement par l'accroissement de la pression, comme sur les liquides, où l'on agit en augmentant la concentration de la solution.

Du fait que le déplacement des raies et leur intensité sont des fonctions de A_1 , où le terme A_0 dépend surtout de la présence d'autres électrons que ceux qui sont immédiatement impliqués dans l'absorption, il résulte que les valeurs des déplacements et des intensités pourront varier d'après la nature du milieu auquel les électrons absorbants seront incorporés.

Ceci semble expliquer non seulement l'action des différents solvants sur le spectre de la substance dissoute, mais encore les actions différentes que par exemple les différents ions acides, liés à un même atome de métal, peuvent exercer sur le spectre de cet atome.

Le fait que la position et l'intensité des bandes sont des fonctions continues de A_1 semble expliquer l'observation faite par M. Jones que les spectres de deux sels d'un même métal en solution se substituent d'une façon continue l'un à l'autre, quand on remplace progressivement un des acides par l'autre. La règle de Kundt ne semble pas rigoureuse. D'après l'expression donnée pour n , si une substance est dissoute dans deux solvants de même densité partielle, les bandes d'absorption observées seront déplacées vers le rouge dans le spectre correspondant au dissolvant pour lequel ϵ_1 est le plus grand, bien que ϵ_1 ne soit pas en général l'indice de réfraction du solvant.

J. STARK. — Sur les points critiques dans une courbe d'absorption ; une bande de grande longueur d'onde de l'acétone. — P. 845-847.

H.-T. CLARKE et A.-W. STEWART. — Sur l'absorption ultra-violette de l'acétone pur dans la région moins réfrangible que λ 332 $\mu\mu$.
P. 1049-1050.

J. STARK. — Remarque sur le mémoire de H.-T. Clarke et A.-W. Stewart.
P. 1050.

Stark fait remarquer que, toutes les fois qu'une courbe d'absorption présente un point critique, c'est-à-dire un point où sa pente varie brusquement, on doit en conclure que la bande d'absorption principale est accompagnée d'une bande secondaire qui empiète plus ou moins sur la première. De l'existence d'un tel point constatée par Gelbke et par J. Bielecki et V. Henri au voisinage de λ 335 $\mu\mu$ sur la courbe d'absorption de l'acétone, il conclut que la bande intense, dont le maximum est à λ 278 $\mu\mu$, est accompagnée d'une bande plus faible qui s'étend au delà de λ 335.

H.-T. Clarke et A.-W. Stewart ont retrouvé le même fait en opérant avec de l'acétone soigneusement desséché et purifié. Stark trouve là une nouvelle confirmation de ses conclusions.

P. ZEEMAN. — La raie rouge du lithium et la détermination spectroscopique des poids atomiques. — P. 913-914.

Zeeman a mesuré avec précision dans le deuxième ordre d'un grand réseau la distance des deux composantes de la raie 6708 du lithium. Il trouve 0,144 A. U. au lieu de 0,25 A. U. qu'il avait annoncé précédemment. Quand la densité de la vapeur de Li est très faible, c'est la composante violette qui est la plus intense ; c'est le contraire avec des densités de vapeur plus grandes. Quand la densité continue à croître, on voit apparaître de nouvelles raies d'absorption au voisinage du doublet du Li.

Kayser et Runge avaient admis que, dans la série principale des métaux alcalins, le rapport $\frac{\nu_1}{\mu^2}$ de l'intervalle à l'échelle des fréquences des composantes des doublets au carré du poids atomique était à peu près constant. Ritz avait montré que le rapport $\frac{p_1 - p_3}{\mu^2}$, où

p_1 et p_2 sont deux des constantes qui interviennent dans ses formules des séries, présentait encore une constante plus grande. Enfin Runge avait donné une forme plus générale à la règle de Kayser et Runge : si l'on prend pour abscisses les logarithmes des poids atomiques et pour ordonnées les intervalles v_1 des composantes, la courbe obtenue est une droite pour chaque famille naturelle d'éléments. Toutes ces règles, qui s'appliquent assez bien aux autres éléments alcalins, ne s'appliquent pas au lithium. On doit ainsi considérer que la relation entre les intervalles des composantes des doublets et les poids atomiques est encore inconnue.

H.-R. WOLTJER et P. ZEEMAN. — La résolution magnétique des raies spectrales et la température. — P. 914-915.

Les auteurs ont étudié les variations du phénomène Zeeman avec la température sur les quatre raies de vibrations perpendiculaires au champ magnétique du sextuplet de la raie D_2 du sodium.

La raie était d'abord produite dans un tube de Wood et Zeeman à la température de 300 à 350°, puis dans la flamme du chalumeau oxyhydrique ou oxyacétylénique qui correspond à 2 000 ou 2 400°.

Aux hautes températures, l'intensité des composantes extérieures du quadruplet est beaucoup plus faible qu'aux basses températures par rapport à celle des composantes intérieures. Celles-ci sont d'ailleurs un peu plus intenses que les composantes extérieures, même aux basses températures. L'effet de la température est d'ailleurs plus grand quand la densité de la vapeur de sodium est plus élevée.

Dans ces expériences, la pression a varié en même temps que la température ; et il peut se faire qu'une partie des phénomènes constatés provienne de la variation de la pression.

C. LEISS. — Spectrographe très lumineux pour l'étude du spectre visible.
P. 973-975.

L'auteur décrit un spectrographe très lumineux construit par la maison Fuess. Le spectrographe est constitué essentiellement par un prisme de Rutherford associé à deux lentilles de 40 millimètres d'ouverture. Le rapport d'ouverture de l'objectif du collimateur est $\frac{F}{4}$;

l'objectif de la chambre photographique est une lentille simple dont le rapport d'ouverture est $\frac{F}{6}$.

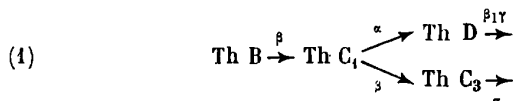
R. ZSIGMONDY. — Sur un nouvel ultramicroscope. — P. 975-979.

L'auteur décrit un type d'ultramicroscope, qui dérive de l'ultramicroscope primitif de Siedentopf et Zsigmondy par remplacement de l'objectif à sec par un objectif à immersion homogène dans le dispositif d'éclaircissement.

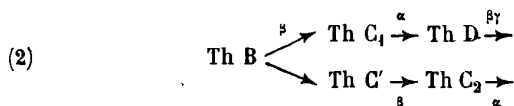
P. Croze.

P. BEER et K. FAJANS. — Sur la place de la bifurcation dans la série du thorium. P. 947-951.

Un premier schéma a été proposé par Marsden et Darwin, qui n'ont jamais pu différencier les Th C₁ et Th C'₁; le résultat est analogue à celui qu'on obtient dans la série du radium (1).



D'autre part, M^{lle} Meitner (2) a placé la bifurcation immédiatement après le thorium B :



Les auteurs ont repris les recherches précédentes et concluent en faveur du schéma (1); les résultats obtenus par M^{lle} Meitner s'expliquent par la volatilité du chlorure de Th C₁ qui accompagne SnCl².

Les activités α ou γ sont forcément nulles après évaporation à siccité de la solution, une fois les lames de nickel enlevées; celles-ci ne retiennent pas tout le thorium C₁; les dernières traces de ce corps ne disparaissent qu'après calcination. Il est nécessaire d'étudier

(1) MARSDEN et DARWIN, *Proc. R. S., A*, LXXXVII, p. 17, 1912; FAJANS, *Ph. Z.*, XIII, p. 699; 1912.

(2) *Ph. Z.*, p. 622, 1912; et *Journal de Phys.*, 5^e série, t. II, p. 686, 1912.

les rayonnements α et γ sur des dépôts chimiquement identiques ; le chlorure d'étain réduit légèrement le chlorure de Th C₁, ce qui explique complètement les résultats de M^{lle} Meitner. Le schéma de Marsden et Darwin présente d'ailleurs une grande analogie avec celui de la série du radium.

K. FAJANS. — La bifurcation et le poids moléculaire des membres C₁ des trois séries radioactives. — P. 951-953.

L'auteur a énoncé précédemment ⁽¹⁾ la loi suivante : la vie des différents corps d'une même pléiade radioactive émettant des rayons α diminue avec le poids atomique ; celle des corps émettant des rayons β augmente quand le poids atomique diminue (le Ra F fait exception). Cette règle s'applique à la dégradation du Ra C₁ et Th C₁, origines de la bifurcation dans les deux premières familles radioactives. Pour étendre ces considérations à la série de l'actinium, on peut attribuer à ce corps le poids atomique du radium ; celui de l'actinium C₁ sera alors égal à 210,5 ; on peut alors calculer la vie moyenne de ce corps pour une transformation α ou β supposée existant seule ; pour la vie moyenne α , on trouve :

	Poids atomique	Vie moyenne α
Ac C ₁	210,5	> 2,15 minutes
Th C ₁	212,4	2,87 heures
Ra C ₁	214,5	45 jours

On ne peut constater de régularité semblable avec un schéma différent de celui adopté par M. Fajans.

Le Ra E, appartenant à la pléiade du bismuth n'émettant que des rayons β , il faut, pour la comparer aux corps C₁, prendre les vies moyennes β comme pour Th C₁ et Ra C₁ ; la règle s'applique encore.

L. MEITNER et O. HAHN. — Sur la distribution des rayons γ entre les produits de la série du thorium. — P. 873-876.

Les recherches les plus récentes ⁽²⁾ ont montré que les rayons β engendrent des rayons γ en rencontrant la matière ; les auteurs se

⁽¹⁾ *Le Radium*, X, p. 171 ; 1913.

⁽²⁾ CHADWICK, *Phil. Mag.* (6), XXIV, p. 594 ; 1912 ; — CHADWICK et RUSSELL, *Nature*, XC, p. 463 ; 1912.

sont proposé ici de rechercher si les diverses substances qui émettent des particules β n'émettent pas aussi des rayons γ . Ils ont opéré sur les thorium X, B, C.

Pour débarrasser le thorium X de ses produits de dégradation, on chauffe à siccité une solution contenant $0^{\text{mg}},3$ du corps actif dans un couvercle de platine et on porte au rouge. Le thorium B se volatilise et l'examen ultérieur des courbes d'activité montre que la quantité de thorium C est insignifiante.

On fait les mesures avec un électroscope à rayons β , la préparation étant d'abord nue, puis couverte d'une série de feuilles d'aluminium; si on augmente le nombre de celles-ci, le rapport de l'activité maxima à l'activité initiale passe par un minimum dont l'existence s'explique par un rayonnement γ qui, plus pénétrant que le rayonnement β et que les rayons γ secondaires, entre seul en ligne de compte avec, par exemple, $2^{\text{mm}},5$ d'aluminium + $0^{\text{mm}},7$ de plomb.

On obtient du thorium B pur en utilisant la propriété que possède le thorium C en solution de se déposer sur le nickel. On mesure l'activité γ au moyen d'un électroscope de Wilson ou à parois de laiton, les rayons γ doivent traverser celle-ci; on trouve que ces rayons existent et qu'ils sont absorbés à moitié par 1 millimètre de plomb.

Quant au thorium C, les expériences décrites ici ne différencient pas son rayonnement γ de celui du thorium D.

K. FAJANS et O. GOHRING. — Sur un nouvel élément de la famille de l'uranium : l'uranium X_2 . — P. 877-884.

L'exposé de ce travail débute par un historique de l'étude de l'uranium X; on sait que ce corps émet deux groupes de rayons γ , les uns très durs, les autres très mous; ceux-ci ont un coefficient d'absorption par l'aluminium de 15 cm^{-1} , celui des premiers est de 500 cm^{-1} , ce qui, par comparaison avec des cas bien connus, correspondrait à une vie moyenne de 24,6 jours.

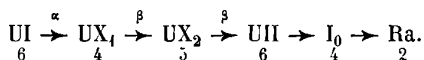
Les auteurs ont donc pensé que les rayons durs provenaient d'un corps éphémère inconnu, l'uranium X_2 .

Pour isoler ce corps, la méthode de recul n'étant applicable qu'aux transformations de rayonnement α , MM. Fajans et Göhring ont appliqué une méthode dérivée de celle de Crookes ⁽¹⁾; on agite

(1) *Proc. Roy. Soc.*, LXVI, p. 409; 1900.

500 grammes de nitrate d'uranyle avec 500 à 600 grammes d'éther; on précipite par le carbonate d'ammoniaque la petite couche aqueuse qui contient presque tout l'uranium X, et on verse dans un excès de carbonate d'ammoniaque. On sépare par le fer les fractions actives de la portion insoluble; on peut ensuite entraîner l'uranium X par le thorium. Comme il faut s'attendre à ce que l'uranium X₂ soit plus noble que l'uranium X₁, sa substance mère (¹), les auteurs ont employé une méthode de séparation électrochimique; on verse dans une capsule de plomb chauffée préalablement une solution ferrugineuse; on vide la capsule après agitation, on la lave à l'alcool et à l'éther et on la porte à l'orifice d'un électroscope à rayons β du type de Rutherford. Les courbes d'activité décroissent très rapidement, ce qui indique l'existence de l'uranium X₂ dont la vie moyenne est de 1,15 minute (constante radioactive 0,01 sec⁻¹).

Pour séparer complètement l'uranium X₂, on le précipite par le tantale qui semble le plus analogue des corps déjà connus. Le schéma des transformations serait :



B. WALTER. — Remarques sur la communication de M. O. Geschoser sur la production de rayons cathodiques à la pression atmosphérique⁽²⁾. — P. 1001.

M. Walter attribue l'impression marbrée des plaques de M. Geschoser à la transparence d'une couche simple de papier noir à la lumière du bec Bunsen.

O. GESCHOSER. — Réponse. — P. 1001.

L'auteur reconnaît le bien-fondé de l'objection précédente. Les rayons cathodiques ne sont donc pour rien dans les photographies obtenues.

¹ FAJANS, *Ph. Z.*, XIV, p. 131; 1913.

⁽²⁾ *Ph. Z.*, XIV, p. 815; 1913.

H. KAYSER et P. EVERSHEIM. — L'Institut de physique de l'Université de Bonn. — P. 1001-1008.

Le nouvel Institut est situé dans une région interdite aux voitures des allées de Poppelsdorf; cette situation assure une grande stabilité. Les bâtiments comprennent les laboratoires du directeur, du professeur extraordinaire, des privat-docents, des assistants; vingt candidats au doctorat peuvent y trouver place; outre les salles réservées aux travaux de recherches, il y a trois services de travaux pratiques pour les commençants et deux amphithéâtres. Nous citerons particulièrement les deux salles à température constante, séparées par des glaces d'une antichambre d'où on peut faire des lectures sur des appareils placés dans les enceintes isothermes; dans le laboratoire de spectroscopie se trouvent deux réseaux concaves de Rowland de $6^m,5$ de foyer montés d'après Abney sur des supports très massifs.

La station électrique est alimentée par un moteur Diesel de 25 chevaux; il y a, de plus, comme machine de secours, un moteur à gaz de 8 chevaux. La dynamo génératrice peut fonctionner économiquement à 300 ou à 150 volts. Les batteries d'accumulateurs sont l'une de 220 volts (éclairage), l'autre de 150. Un moteur continu spécial peut donner 5.000 volts, un moteur alternatif peut fournir du courant de monophasé, diphasé...., hexaphasé sous 110 volts. L'installation électrique a coûté 54.600 marks; le calcul a montré qu'on faisait une grande économie en n'employant pas le secteur de la ville de Bonn ou le courant des usines voisines.

H. STARKE. — Recherches sur la production des rayons γ au moyen de rayons β .
P. 1033-1037.

Après avoir reconnu que l'observation de la décharge directe d'un électroscope offre une sensibilité insuffisante, l'auteur a étudié, au moyen d'un électromètre à fil d'Edelmann, le courant de conduction provoqué par le rayonnement dans une chambre d'ionisation; celle-ci est constituée par une caisse de bois recouverte d'une feuille d'aluminium et munie d'une électrode du même métal; l'ouverture est recouverte d'une feuille d'aluminium de 3 millimètres afin de ne laisser pénétrer que les rayons γ . Toutes les pièces métalliques des alentours sont recouvertes de carton qui élimine le rayonnement

secondaire. Le mésothorium, source primaire du rayonnement, se trouve près d'un des pôles d'un électro-aimant de Rhumkorff; une masse de plomb forme écran entre le mésothorium et la chambre d'ionisation; la plaque métallique inclinée, source du rayonnement secondaire, se trouve près du second pôle de l'électro dont le champ concentre le faisceau β sur elle. On fait les mesures par compensation au moyen de l'ionisation provoquée dans une seconde chambre par du bromure de radium ⁽¹⁾.

Le rayonnement γ de la plaque métallique semble indépendant de la nature de celle-ci; la comparaison électrométrique montre qu'il est égal à un millième environ du rayonnement γ du mésothorium.

Des tentatives entreprises dans le but de déceler un rayonnement γ derrière le réflecteur n'ont pas donné de résultat.

H. STARKE. — Sur les mesures d'absorption des rayons β . — P. 1037-1038.

L'auteur a constaté l'importance de la position de l'écran absorbant; le phénomène est dû en partie à la radiation secondaire provenant du milieu environnant; mais surtout de celle qui émane de l'écran lui-même. Dans les mesures d'absorption des rayons β , il convient de placer l'écran absorbant au voisinage immédiat de la chambre d'ionisation et de protéger celle-ci contre le rayonnement diffusé par les parties de l'écran, qui la dépassent.

H. FREUNDLICH et G. von ELISSAFOFF. — Détermination de la valence du radium par osmose électrique. — P. 1052-1057.

Application des lois données par Jean Perrin qui relient les quantités d'électrolyte transportées et la valence du cation.

La méthode expérimentale, déjà employée par l'un des auteurs ⁽²⁾, consiste à observer, dans le champ produit par une machine électrostatique, le déplacement du liquide dans un tube capillaire où on a laissé une bulle. Comme ce procédé ne nécessite qu'une très faible quantité de matière, on peut l'appliquer aux sels radioactifs; le bromure de radium donne une courbe voisine de celle du chlorure

⁽¹⁾ KLEEMAN, *Phil. Mag.*, XV, p. 638; 1908.

⁽²⁾ V. ELISSAFOFF, *Z. f. ph. Ch.*, LXXIX, p. 386, 1912; *J. de Physique*, 5^e série, t. II, p. 694, 1912.

de baryum et du sulfate de magnésium (concentrations en abscisses, débits en ordonnées); les sels de comparaison sont : NaCl , BaCl_2 , MgSO_4 , $\text{Cr}^{2+}(\text{SO}_4)^3$, $\text{Zr}(\text{NO}_3)_4$, $\text{Th}(\text{NO}_3)_4$. La bivalence du radium est donc bien évidente; la concordance du résultat obtenu par cette méthode avec ceux qu'on a obtenus tout différemment nous montre que le rayonnement radioactif n'a pas d'action perturbatrice sur la formation de la couche électrique à la paroi; on sait qu'il en est de même pour les propriétés des ions; ce qui, pour les auteurs, est un argument de plus en faveur de la nature ionistique de la couche électrique. Les courbes des sels se groupent si bien suivant la valence du cation qu'on peut employer l'osmose électrique sans connaître la concentration avec précision.

Des recherches sur la valence de l'actinium X n'ont pu aboutir par suite d'impuretés contenues dans la préparation radioactive.

A. GRUMBACH.

A. EUCKEN. — Sur la conductibilité calorifique, la chaleur spécifique et le frottement intérieur des gaz. — P. 324-332.

1° Un raisonnement élémentaire de théorie cinétique établit entre la conductibilité calorifique k d'un gaz, sa viscosité η et sa chaleur spécifique c_v à volume constant, la relation :

$$k = c_v \eta.$$

Cette relation n'est pas rigoureuse et une analyse plus complète (Chapman) conduit à poser :

$$k = K c_v \eta$$

où K est un coefficient supérieur à l'unité, que l'on peut calculer et qui est indépendant de la température, si l'on admet que les molécules échangent complètement leur énergie pendant leurs chocs.

2° A la température de la glace fondante, pour un grand nombre de gaz (H_2 , N_2 , O_2 , NO , Cl_2 , N_2O , CS_2 , C_2H_2 , CH_4 , C_2H_4 , C_2H_6), il y a accord entre les valeurs calculées de K et les valeurs de $\frac{k}{c_v \eta}$ déduites des données expérimentales. Au contraire, pour He , CO , CO_2 , SO_2 , on trouve des écarts assez considérables; mais toujours les valeurs calculées sont supérieures aux valeurs observées, ce qui

conduit à penser que les échanges d'énergie par chocs des molécules sont entravés et se produisent incomplètement.

3° Quand la température s'abaisse, le quotient $\frac{k}{\eta} = Kc_v$ décroît constamment. Cette décroissance peut être la conséquence d'une diminution de K ou d'une diminution de c_v :

Pour l'hélium, dont la chaleur spécifique à volume constant conserve sa valeur normale aux basses températures, c'est K qui diminue (2,23 au lieu de 2,5) : il faut donc admettre que l'échange d'énergie de translation entre les molécules se produit incomplètement aux basses températures.

Au contraire, pour l'oxygène, l'azote, l'oxyde de carbone, les observations de $\frac{k}{\eta}$ confirment l'hypothèse d'une chute de la chaleur moléculaire à volume constant aux basses températures, — que les expériences de Scheel et Heuse avaient laissée douteuse en ce qui concerne l'oxygène.

4° Le calcul de théorie cinétique, qui donne la valeur de K , permet également de trouver le nombre d'Avogadro N , quand on connaît le diamètre des molécules des différents gaz : en utilisant la formule de Van der Waals pour la détermination de la grosseur des molécules, on est conduit à la valeur $N = 63 \times 10^{22}$, comme moyenne des résultats fournis par l'azote, l'oxygène, l'argon et le gaz carbonique.

W.M.-W. COBENZ. — Considérations d'ensemble sur les recherches avec les piles thermoélectriques au bismuth. — P. 683-684.

Recherches en vue d'améliorer la sensibilité au rayonnement des piles thermoélectriques formées par le bismuth et un autre métal tel que le fer et l'argent.

Il est essentiel de réaliser une symétrie complète entre les soudures chaudes et froides, dans la construction de ces éléments : les soudures exposées ou protégées contre le rayonnement doivent être recouvertes avec des récepteurs de mêmes dimensions et de même pouvoir émissif. En outre chaque soudure doit être indépendante des supports de l'appareil de manière à prendre très rapidement la température de l'air environnant, qui s'est échauffé sous l'influence du rayonnement.

J. GUYOT.

A. UNGERER. — Sur la conductibilité électrique des couches liquides très minces.
P. 685-688.

Dans ses recherches, l'auteur mesurait la résistance électrique de la couche liquide interposée entre deux disques de verre. L'un des disques était, sur ses bords, taillé en forme de lentille de telle manière qu'il se formât des anneaux de Newton. L'observation de ces anneaux permettait de régler la pression entre les deux plaques de verre de façon à opérer toujours sur des couches liquides identiques. L'épaisseur réalisée était d'environ 10^{-4} millimètre.

Les mesures étaient purement relatives. L'auteur comparait la résistance de la couche mince à celle d'un élément de liquide de même composition contenu dans un tube de 2 millimètres de diamètre et de 1 mètre de longueur. Des solutions de chlorure de sodium et de nitrate d'argent de diverses concentrations furent essayées. Les mesures montrèrent que, pour ces électrolytes, quelle que fût la concentration, il y avait un rapport constant (à ± 3 0/0 près) entre la résistance de la couche mince et celle du tube. Il paraît assez vraisemblable d'en conclure que la résistivité du liquide sous forme de couche mince diffère peu de celle qu'on mesure dans les conditions ordinaires.

PAUL DE LA GORCE.

S. FUCHS. — Trajectoires des tensions principales dans le cas d'une sphère reposant sur un plan. — P. 1282-1285.

Hertz ⁽¹⁾ a cherché comment se répartissent les tensions dans le cas où une sphère élastique repose sur un plan. L'auteur reprend cette question et tente d'améliorer la solution. Il est conduit à des équations différentielles contenant une fonction compliquée qui en rend l'intégration difficile ; il leur applique la méthode d'approximation de Heun. Un graphique donne une idée de la répartition des tensions.

E.-M. LÉMERAY.

(1) HERTZ, *Ueber die Berührung fester elastischer Körper und über die Härte* (*Verh. d. Vereins z. Beförd. d. Gewerbeisses*, Berlin, novembre 1882).

**EFFET TOURBILLONNAIRE OPTIQUE.
LA CIRCULATION DE L'ÉTHER LUMINEUX DANS UN INTERFÉROGRAPHE
TOURNANT ;**

Par M. G. SAGNAC.

EFFETS OPTIQUES DU MOUVEMENT.

En dehors des expériences de Fizeau, Foucault, Michelson, ... sur la mesure de la vitesse de propagation de la lumière; en dehors des nombreuses tentatives, à résultats négatifs, faites pour rechercher à l'intérieur d'un système un effet de la translation d'ensemble de ce système, l'optique du mouvement se réduit à quatre effets visibles :

1° L'effet *Döppler-Fizeau*, ou effet de la variation de la période apparente, dû à la *vitesse radiale* de la source lumineuse (ou de son image) relativement au récepteur.

Cinématiquement conçu par Fizeau, par analogie avec l'effet acoustique étudié par Döppler, le *déplacement des raies spectrales* a été brillamment appliqué en astronomie physique, notamment à la découverte d'étoiles doubles non résolubles directement.

Le même effet a été reproduit en 1901 par Belopolsky en observant les raies spectrales de la lumière plusieurs fois réfléchi sur deux systèmes de miroirs, tournant en sens opposés.

Plus récemment, Stark a observé le déplacement des raies émises par les atomes positifs qui, animés d'une vitesse de quelques milliers de kilomètres à la seconde, forment les *rayons-canaux* de Goldstein et l'*afflux cathodique* de Villard.

2° Effet : l'*aberration annuelle des étoiles* (Bradley), due à l'oscillation elliptique annuelle de la vitesse v de la Terre sur son orbite. La loi de cet effet remarquable, immédiatement évidente dans la *théorie de l'émission*, établit une relation simple entre la vitesse v de la Terre sur son orbite et la vitesse de la lumière dans le vide.

En dehors de la théorie électromagnétique de Lorentz, je ne connais, comme *théorie ondulatoire* de l'aberration et de l'expérience de Boscovich-Airy (invariabilité de l'aberration observée à travers une lunette pleine d'air ou pleine d'eau), que la théorie cinématique que j'ai donnée en 1905 (*Comptes Rendus de l'Acad. d. Sc.*, t. CXXI, p. 1220).

3° L'effet *Fresnel-Fizeau*, ou diminution de la vitesse de propagation de la lumière dans l'eau sous l'influence de l'écoulement du

liquide dans le sens de la propagation. Prévu par Fresnel à l'aide d'une heureuse analogie dynamique, le phénomène a été observé en 1851 dans l'admirable expérience où Fizeau fit interférer deux faisceaux après leur propagation en sens opposés dans l'eau en mouvement, expérience reprise et beaucoup perfectionnée en 1886 par Michelson et Morley.

Indépendamment de la théorie électromagnétique de Lorentz, j'ai expliqué ⁽¹⁾ en 1899 cet effet remarquable d'une manière purement cinématique.

4° L'effet tourbillonnaire optique, effet nouveau qui démontre interférentiellement la circulation de l'éther lumineux autour de l'aire d'un circuit optique rigide en rotation uniforme, seul exemple connu d'un effet révélant le mouvement de rotation d'ensemble d'un système sans emprunter aucun repère extérieur au système. C'est l'objet du présent mémoire dont j'ai déjà publié les résultats expérimentaux dans les *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences* de 1913 (p. 708 et p. 1410), et la partie théorique essentielle dans un mémoire du Congrès de Bruxelles de 1910 (t. I, p. 217).

1. Principe de la méthode expérimentale — Je fais tourner uniformément dans son plan un plateau rigide (*fig. 1*) portant, solidement vissées, les diverses pièces d'un interféromètre analogue à celui que j'ai employé dans mes recherches antérieures et décrit en 1910 (*Comptes rendus*, t. CL, p. 1676). Les deux faisceaux interférents, T et R, réfléchis par un nombre pair de miroirs plans M_1 , M_2 , M_3 , M_4 , placés au bord du plateau tournant, sont superposés en sens inverses sur un même circuit polygonal, à nombre impair de côtés, entourant une certaine aire $IM_1M_2M_3M_4I$.

L'interférographe tournant sera complètement décrit plus loin (§ 5). Il comprend la source lumineuse et le récepteur, plaque photographique qui enregistre les franges d'interférence localisées au foyer d'une lunette.

Sur les photographies *d* et *s*, obtenues respectivement pendant une rotation *dextrorsum* du plateau et pendant une rotation *sinistrorsum* de même fréquence, le centre de la frange centrale présente

(1) G. SAGNAC, *Comptes Rendus de l'Acad. d. Sc.*, 1899, t. CXXIX, p. 818; Société française de Physique, année 1899, p. 162-174, mémoire reproduit dans le *Journal de Physique* de 1900, p. 177-190, et, sous une forme simplifiée, dans la *Revue générale des Sciences* de 1900, p. 243-249.

deux positions différentes. Je mesure ce déplacement du centre d'interférence.

2. Effet tourbillonnaire optique. — Le déplacement du centre d'interférence, défini par la méthode précédente, est un cas particulier de l'effet tourbillonnaire optique que j'ai défini antérieurement (Congrès de Bruxelles de septembre 1910, t. I, p. 217) et qui, dans les idées actuelles, doit être regardé comme une manifestation directe de l'éther lumineux :

Dans un système en mouvement d'ensemble par rapport à l'éther, la durée de propagation entre deux points quelconques du système doit être altérée comme si le système était immobile et soumis à l'action d'un *vent d'éther*, dont la vitesse relative en chaque point du système serait égale et directement opposée à la vitesse v de ce point et qui emporterait les ondes lumineuses à la manière du vent de l'atmosphère emportant les ondes sonores. L'observation de l'effet optique d'un tel vent relatif d'éther constituera une preuve de l'éther, comme l'observation de l'influence du vent relatif de l'atmosphère sur la vitesse du son dans un système en mouvement permettrait, à défaut d'autre effet sensible, de prouver l'existence de l'atmosphère entourant le système en mouvement.

On ne connaît pas d'effet purement *intérieur* de la *translation d'ensemble* d'un système.

On explique très bien pourquoi il ne se produit aucun effet optique intérieur du premier ordre sur la position des images, sur celle des franges de diffraction ou d'interférence : c'est que les images, les franges sont dues à la superposition en un même point de vibrations qui sont forcément originaires d'un même point-source ; deux quelconques de ces vibrations ont parcouru les deux parties complémentaires d'un même *circuit fermé* ; l'influence du mouvement de translation modifie de la même quantité les phases des deux vibrations et n'altère pas leur différence ; cette influence absolue est nulle pour une vibration qui parcourt le circuit fermé entier (théorème de Veltmann ; voir § 3).

Il m'a été possible, au contraire, de trouver d'abord la preuve de l'éther en faisant tourner un circuit optique. Une rotation uniforme *dextrorsum* de l'interférographe produit un vent d'éther *sinistrorsum* ; elle retarde de x la phase de celui T (*fig. 1*) des deux faisceaux dont la circulation autour de l'aire $JM_1M_2M_3M_4J$ est *dextrorsum* et avance

d'autant le faisceau inverse R, ce qui déplace les franges de y ou $2x$ rangs. Le déplacement z , que j'observe en passant d'une photo-

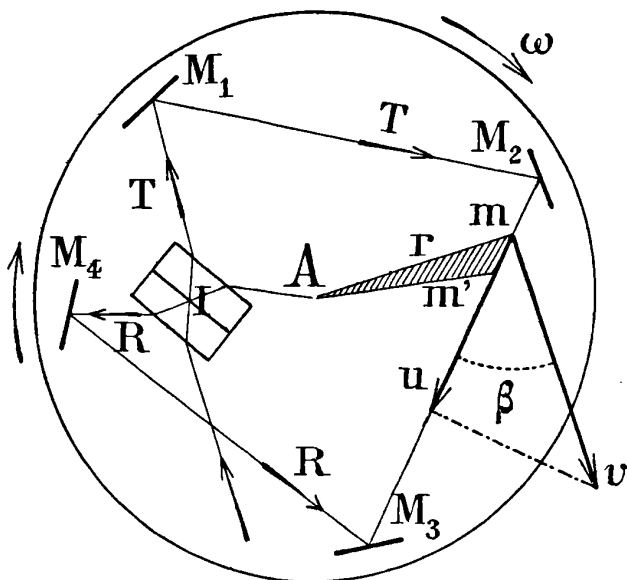


FIG. 1.

graphie s à une photographie d , doit être double de y . D'après la valeur de x déjà donnée (*loc. cit.*, 1910, et ci-après § 3), on a :

$$(1) \quad z = 4x = 4 \frac{bS}{\lambda V_0} = \frac{16\pi NS}{\lambda V_0}.$$

V_0 désigne la vitesse de la lumière dans le vide ; λ , la longueur d'onde utilisée.

Pour une fréquence N de 2 par seconde, l'aire S du circuit étant de 866 centimètres carrés, le déplacement z atteint, dans la lumière indigo utilisée, la valeur 0,07, bien visible sur les photographies, où l'interfrange est de 0^{mm},5 à 1 millimètre.

3. Démonstration directe de la loi de l'effet tourbillonnaire optique.

— Soit Δl la longueur d'un élément $\overline{mm'}$ (*fig. 1*) du périmètre $JM_1M_2M_3M_4J$ du circuit tournant, soit v la vitesse linéaire du plateau

tournant au point m ; soit u , ou $v \cos \beta$, la composante de v suivant Δl ; soit r la distance du point m à l'axe A.

Si le plateau ne tournait pas, les ondes lumineuses se propageraient de m en m' dans le temps $\frac{\Delta l}{V_0}$. Quand le plateau tourne, nous supposons que les ondes lumineuses se propagent dans l'éther avec la vitesse inaltérée V_0 ; donc, par rapport à l'élément mm' du circuit qui fuit devant les ondes T, ces ondes se propagent avec la vitesse $V_0 - u$ et la durée de propagation le long de l'élément $\overline{mm'}$, lié au plateau tournant, varie, sous l'influence du mouvement, de :

$$(2) \quad \Delta t = \frac{\Delta l}{V_0 - u} - \frac{\Delta l}{V_0} = \frac{u \Delta l}{V_0^2} + ku^2 + \dots$$

Les quantités du second ordre s'éliminent d'ailleurs de toute manière, car les ondes inverses R sont retardées sur le même trajet $\overline{mm'}$, de :

$$(3) \quad \Delta t'' = -\frac{u \Delta l}{V_0^2} + ku^2 - \dots,$$

de sorte que, sur $\overline{mm'}$, le retard imprimé aux ondes T, par rapport aux ondes R, est :

$$4 \quad 2\Delta t = 2 \frac{u \Delta l}{V_0^2},$$

sans négliger les quantités en u^2 , mais seulement en u^3 .

Le retard total pour le circuit entier est le temps :

$$(5) \quad 2\Delta T = 2 \frac{C}{V_0^2},$$

en posant :

$$6 \quad C = \int u dl.$$

L'intégrale ($-C$) représente la *circulation relative de l'éther* sur le périmètre du circuit optique fermé $JM_1M_2M_3M_4J$. Soit ω ou $2\pi N$ la vitesse angulaire de rotation. On a :

$$u = \omega r \cos \beta, \quad dl = \frac{r dx}{\cos \beta},$$

en désignant par dx l'angle sous lequel un élément $\overline{mm'}$ rendu infini-

ment petit, est vu de l'axe de rotation A dans le plan du circuit. Soit dS l'aire du triangle Amm' relative à un élément $\overline{mm'}$ rendu infiniment petit.

L'élément de circulation a pour valeur :

$$udl = \omega r^2 d\alpha = 2\omega dS$$

et la circulation totale est :

$$(7) \quad C = 2\omega S = 4\pi NS.$$

Finalement le *retard total* de T sur R après le parcours du circuit fermé varie, quand le circuit entre en rotation uniforme de fréquence N, de la *durée* :

$$(8) \quad 2\Delta T = \frac{2C}{V_0^2} = \frac{8\pi NS}{V_0^2},$$

ou, en *phase*, de :

$$(9) \quad y = \frac{8\pi NS}{\lambda V_0}.$$

ou, enfin, en longueur dans l'éther, de :

$$(10) \quad 2\Delta P = \frac{8\pi NS}{V_0}.$$

Si l'on renverse le sens de rotation du circuit, la variation du retard de T sur R devient $z = 2y$ et l'on retrouve la formule (4).

En général, la circulation C de l'éther, intégrale curviligne, peut se représenter comme une intégrale étendue à l'aire S du circuit :

$\iint b_n dS$; b_n est la composante normale à S d'un vecteur b ou *densité du tourbillon*, dénomination due à Bjerknæs, l'intégrale C prenant alors

le nom de *tourbillon*. La valeur de $\frac{C}{S}$ est la *densité moyenne du tourbillon* sur l'aire S. Nous voyons que, dans le cas d'une rotation d'ensemble de vitesse angulaire ω , la densité du tourbillon est uniforme et a, d'après (7), la valeur, bien connue en hydrodynamique :

$$(11) \quad b = 2\omega = 4\pi N.$$

D'une manière générale, dans un éther rotationnel (Bjerknæs, c'est-à-dire tel que la circulation C n'est pas nulle, la durée de pro-

pagation T autour du circuit C est altérée par cette circulation, de sorte que les ondes T qui parcourent ce circuit dans un certain sens sont par rapport aux ondes R qui le parcourent en sens opposé, retardées de la *duree* :

$$(8') \quad 2\Delta T = \frac{2C}{V_0^2} = \frac{2bS}{V_0^2},$$

ou, en *phase*, de :

$$(9') \quad y = \frac{2C}{\lambda V_0} = \frac{2bS}{\lambda V_0},$$

ou enfin, en *longueur* dans l'éther, de :

$$(10') \quad 2\Delta P = \frac{2C}{V_0}.$$

(*théorème de l'éther rotationnel*, G. Sagnac ; Congrès de Bruxelles 1910, t. I, p. 217, § 2).

Ces retards disparaissent si la circulation C de l'éther est nulle, c'est-à-dire si le mouvement relatif de l'éther est *irrotationnel*. Dans ce cas rentre celui de la translation d'ensemble d'un système dans un éther immobile (*théorème de Veltmann*) :

On a, en effet, une vitesse angulaire ω nulle et, d'après (7), une circulation C nulle, pendant une translation regardée comme une rotation autour d'un axe *extérieur* à l'aire S et *indéfiniment éloigné* de S.

4. Effet tourbillonnaire d'aberration angulaire (*C. R. de l'Académie des Sciences* du 6 février 1914, p. 312, § 4). — Soient deux lunettes C et L dirigées l'une vers l'autre (directement ou par

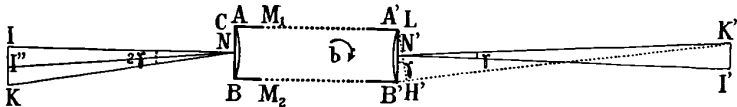


FIG. 2.

l'intermédiaire de réflexions ou réfractions quelconques). Soit D la distance mutuelle des deux objectifs C et L ; soient f et F leurs distances focales, J et J' deux points conjugués des deux plans focaux dans le cas où le vecteur b de Bjerknes (densité de tourbillon) est

nul (éther irrotationnel). Supposons maintenant que l'éther devienne rotationnel ; par exemple supposons que le système optique CL entre en rotation uniforme *dextrorsum* d'axe perpendiculaire au plan de la figure.

Les chemins $JAM_1A'J'$ et $JBM_2B'J'$, primitivement tautochrones, éprouvent des variations ΔT_1 et ΔT_2 de leurs durées respectives de parcours S, et la durée T de propagation sur le circuit fermé $JAA'J'B'BJ$, d'aire S' , éprouve la variation ΔT telle que :

$$(12) \quad \Delta T = \Delta T_1 - \Delta T_2 = \frac{bS'}{V_0^2}.$$

Dans le cas de la *fig. 2*, b étant supposé *dextrorsum*, c'est la vibration transmise en M_1 par le chemin supérieur qui arrive en J' en retard sur la vibration transmise par M_2 . Pour une distance \overline{AB} ou d , des deux chemins parallèles AM_1A' et BM_2B' , l'aire S' du circuit fermé $JAM_1A'J'M_2BJ$ est :

$$\left[D + \frac{1}{2}(f + F) \right] d,$$

soit Ld en posant L pour :

$$D + \frac{1}{2}(f + F).$$

On a donc :

$$(13) \quad \Delta T = \frac{bLd}{V_0^2},$$

et, pour la différence de marche correspondante :

$$(14) \quad \delta = V_0 \Delta T = \frac{bLd}{V_0}.$$

Pour que le *synchronisme focal* soit rétabli, l'image J' de J doit être déviée en K' d'un angle γ tel que le retard géométrique correspondant $B'H'$ ou γd compense justement le retard tourbillonnaire δ .

On a donc :

$$(15) \quad \gamma = \frac{\delta}{d} = \frac{bL}{V_0}.$$

L'angle d'aberration tourbillonnaire γ est compté dans le plan perpendiculaire au vecteur b de Bjerknes, donc perpendiculaire à l'axe

de rotation dans le cas particulier d'une rotation d'ensemble. D'après (15), pour une valeur constante de b , la direction $N'K'$ de visée s'incline proportionnellement à la distance L , *comme si* le système se trouvait dans un éther *irrotationnel*, mais que la lumière se propageât suivant des trajectoires incurvées de courbure (1) :

$$(16) \quad \frac{1}{R} = \frac{\gamma}{L} = \frac{b}{V_0}.$$

Si l'on n'est pas maître d'intervertir le sens du mouvement relatif rotationnel de l'éther, on peut imaginer qu'on le décèle par une *méthode des pointés réciproques*; le *principe du retour inverse est en défaut dans un éther rotationnel*. En effet, si, après qu'un observateur a pointé le réticule J de C avec la lunette L et déterminé par un réticule la position K' de l'image de J , un autre observateur derrière C pointe avec la lunette C le réticule K' de L , la vibration transmise suivant le chemin M_1 , qui était tout à l'heure retardée par rapport à la vibration du chemin M_2 , se trouve maintenant avancée à cause du changement de sens de propagation de la lumière. L'image de J' qui se formerait en J dans l'éther irrotationnel (loi du retour inverse) se forme maintenant en J'' à la distance angulaire γ de J et l'image du point K' , où se trouve réellement le réticule de L conjugué de J , se forme en K à la distance angulaire γ du point J'' , donc à la distance angulaire 2γ du point J . Ainsi quand la lunette L est pointée sur C , la lunette C est dépointée par rapport à L de l'angle :

$$(17) \quad 2\gamma = 2 \frac{bL}{V_0},$$

proportionnel à la distance L et égal au dépointement qui se produirait si, sans changer le sens de propagation de la lumière, on intervertissait le sens du tourbillon relatif d'éther.

Dans le cas de l'interférographe tournant, on a :

$$(18) \quad \gamma = \frac{4\pi NL}{V_0}.$$

¹ Des êtres qui vivraient dans un éther suffisamment rotationnel (b notable), ou ils édifieraient leur géométrie en s'appuyant sur l'optique expérimentale, seraient amenés, s'ils ne découvraient pas la rotationalité de leur éther, à édifier une géométrie non euclidienne.

La durée $\frac{L}{V_0}$ nécessaire pour que la lumière parcoure dans le vide la distance L , périmètre P du circuit augmenté de \overline{CJ} , de \overline{JL} (*fig. 3*) et de la demi-somme des distances focales de C et de L , est entièrement négligeable vis-à-vis du temps $\frac{1}{4\pi N}$ nécessaire pour que l'interféromètre tourne d'un demi-radian.

Dans mon mémoire du Congrès de Bruxelles de 1910 (t. I, p. 217), j'ai déterminé *interférentiellement* une limite supérieure de b à la surface de la terre à quelques mètres du sol. J'ai trouvé : $b < 10^{-3}$ radian par seconde avec un périmètre de circuit de 30 mètres. Il en résulte :

$$2\gamma < \frac{2 \cdot 10^{-3} \cdot 3 \cdot 10^3}{3 \cdot 10^{10}} \quad \text{ou} \quad 2\gamma < 2 \cdot 10^{-10} \text{ radian.}$$

Pour pouvoir aborder cette limite supérieure de l'aberration angulaire prévue par les observations interférentielles, il aurait fallu rechercher un dépointement mutuel de deux lunettes à moins de $0'',4$ près, à travers une couche atmosphérique dont la longueur L ne serait pas inférieure à 150 kilomètres.

Notons toutefois que si l'observateur de L pointait de nouveau le réticule de C maintenant en K , il le verrait à la distance 2γ de K' (comme K était à 2γ de J), et s'il y mettait le réticule de L , l'observateur de C verrait cette nouvelle position du réticule de L à la distance 2γ de K , c'est-à-dire à 4γ de J ; puis l'observateur de L pointerait la nouvelle position du réticule de C à 4γ de K' ; l'observateur de C pointerait le réticule de L à 6γ de J , ... et l'on pourrait ainsi multiplier l'écart d'aberration par cette *méthode de répétition des pointés réciproques*.

5. Interférographe tournant. — Le dispositif est représenté en plan (*fig. 3*); un plateau tournant horizontal (50 centimètres de diamètre) porte, solidement vissées (les vis de réglage bloquées par des contre-vis), toutes les pièces optiques du circuit $JM_1M_2M_3M_4J$. Il porte aussi la source lumineuse O , petite lampe électrique à filament métallique horizontal. L'objectif de microscope C_0 projette l'image de ce filament, à travers le nicol N , sur la fente horizontale F dans le plan focal de l'objectif collimateur C ; m est un miroir de renvoi. Le faisceau parallèle polarisé, à vibration de Fresnel verticale, se divise sur le séparateur à lame d'air J , comme dans l'interféromètre habituel

de mes recherches ⁽¹⁾ (*Comptes rendus*, t. CL, 1910, p. 1676), que j'ai appliqué à l'étude optique du mouvement de la Terre ⁽¹⁾ (Congrès de Bruxelles, septembre 1910, t. I, p. 207; *le Radium*, 1911, p. 1) : le faisceau T que transmet la lame d'air J se réfléchit successivement sur quatre miroirs verticaux plans M_1, M_2, M_3, M_4 en verre argenté et

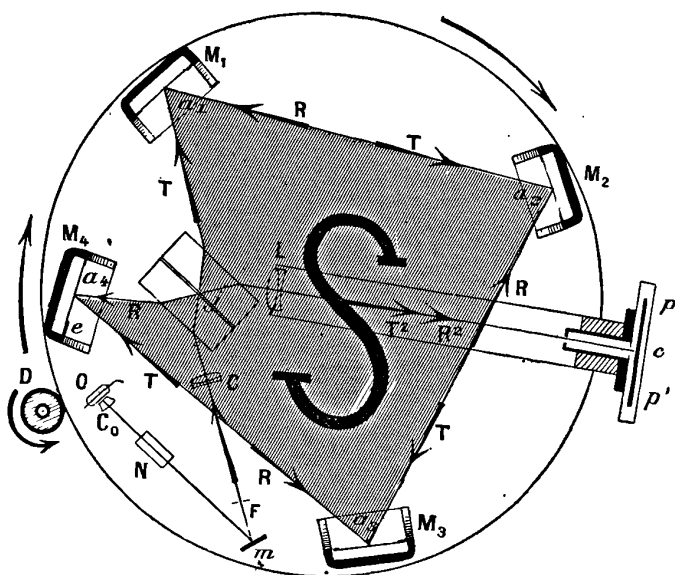


FIG. 3.

parcourt le circuit fermé horizontal $Ja_1a_2a_3a_4J$, d'aire S . Le faisceau R que réfléchit la même lame d'air parcourt le même circuit en sens inverse. Au retour en J, le faisceau T, transmis de nouveau, et le faisceau R, réfléchi de nouveau, se superposent dans le même sens, suivant T^2 et R^2 , et interfèrent au foyer principal de la lunette L sur la plaque photographique pp' à grain fin, rigidement liée au plateau tournant. Des tringles métalliques (non figurées) relient les parties supérieures des montures métalliques des miroirs M et augmentent la rigidité du système.

¹⁾ L'interféromètre que j'ai appliqué depuis à la *strioscopie* et à la *striographie* (*Comptes Rendus*, 1911, t. CLIII, p. 90; *J. de Phys.*, 1913, p. 81 et 292) ne diffère essentiellement du premier que par le nombre des côtés du circuit optique polygonal, qui est pair et donne deux faisceaux relativement retournés ou séparés.

6. **Mode opératoire.** — Je rappelle que la superposition parfaite ⁽¹⁾ des deux faisceaux inverses T et R se caractérise par l'extinction générale du champ de la lunette pour la radiation utilisée qui est ici voisine de la radiation indigo de l'arc au mercure. A partir de là, une légère rotation ϵ du séparateur J autour d'un axe vertical, dans le sens *dextrorsum* (bascule D), ou *sinistrorsum* (bascule S), rétrécit le champ sombre en une frange verticale centrale que viennent border des franges latérales parallèles.

Les franges réglées, la plaque *pp'* calée dans son châssis et découverte à la lumière rouge, je lance progressivement un moteur électrique dont l'axe vertical porte un disque horizontal D (*fig. 3*), entouré d'un cuir et roulant par ce cuir sur la jante épaisse du plateau. La fréquence N désirée atteinte, je fais la pose photographique en établissant le courant électrique de la petite lampe O, par un contact glissant sur l'axe du plateau tournant.

Première méthode de mesure. — Sur une photographie *d* obtenue pendant une rotation *dextrorsum*, puis sur une photographie *s* obtenue pendant une rotation *sinistrorsum* de même fréquence, je repère la position de la frange centrale *c* (ou d'une frange latérale) par rapport aux images de traits micrométriques verticaux placés dans le plan focal F du collimateur éclairant C. La variation Δc de la distance de la frange *c* au même repère définit l'effet du changement de sens de la rotation uniforme du système. Dans cette manière d'opérer, je déplace la plaque avant de changer le sens de rotation du plateau, mais je ne touche en rien au diaphragme F, ni au micromètre qu'il porte. L'aberration γ ne déplace pas sensiblement l'image du repère focal de C [§ 4, équation (18)].

Deuxième méthode de mesure. — Je mesure directement la distance Δc de la frange centrale verticale d'une photographie *d* à la frange centrale d'une photographie *s* exactement contiguë à la première au-dessous d'une ligne horizontale de nette séparation. J'obtiens directement ces deux photographies contiguës sans toucher au châssis photographique : Je donne, pendant chacune des deux poses *d* et *s*, les deux positions contiguës correspondantes à la fente éclairante F à bords horizontaux tranchants (lames de rasoir), dans le plan focal du collimateur, un des tranchants prend la place de l'autre.

(1) Le réglage de superposition est analogue à celui que j'ai décrit pour le strioscope et le striographe interférentiels (*J. de Phys.*, 1913, p. 292).

Sur le négatif, la frange centrale c claire et les franges latérales sombres f dont l'intervalle définit l'interfrange Λ , ne sont bordées que de pénombres étroites, ce qui favorise la précision des pointés. A un faible grossissement, j'encadre la frange pointée entre les deux fils parallèles d'un micromètre oculaire, je mesure Δc comme il a été dit, et l'interfrange Λ . D'où :

$$z = \frac{\Delta c}{\Lambda}.$$

Précautions à prendre. — Les vis de réglage sont soigneusement bloquées chacune par une contre-vis. Deux seulement des miroirs ont été munis de vis de réglage; les deux autres avaient été réglés d'avance perpendiculaires au plateau, auquel le circuit est réglé parallèle, et ces miroirs avaient été serrés à bloc. De cette manière, les déplacements accidentels par suite des variations de vitesse de rotation du plateau, ont été éliminés. Il est à remarquer que la variation de l'intervalle Λ des franges avertirait d'un changement d'orientation d'une pièce optique, miroir M ou séparateur J.

La *force centrifuge* agit forcément pour déformer les pièces optiques. Mais elle agit dans le même sens pour la rotation d et pour la rotation s ; il n'en résulte, en principe, aucune altération de la différence Δc . Les franges ont bien le même intervalle Λ sur les photographies d et s et elles ont aussi la même orientation.

Cette orientation commune diffère de l'orientation relative au repos et on a trouvé utile de dérégler d'avance légèrement, en agissant sur une vis du pied d'un miroir, de façon que les franges soient un peu inclinées dans le sens convenable quand le plateau est au repos. Les franges se redressent quand le plateau tourne et deviennent verticales pour une fréquence N convenable; cette précaution est théoriquement inutile puisque les franges de d et s sont toujours parallèles, qu'elles soient inclinées ou verticales; mais on a l'avantage d'augmenter ainsi la précision des pointés, spécialement dans la deuxième méthode de mesure: la séparation des deux photographies d et s contiguës est, en effet, horizontale et, si les franges parallèles de d et s étaient sensiblement obliques à cette séparation, le moindre défaut de mise au point produirait une distorsion des franges ¹⁾, qui altérerait leur *décalage* Δc .

) Voir à ce sujet : G. SAGNAC, *Illusions qui accompagnent les défauts de mise au point* (*J. de Phys.*, 3^e série, t. VI, 1897; p. 174).

7. **Caractères du déplacement interférentiel.** — Le déplacement interférentiel z , fraction constante de l'interfrange pour une même fréquence N de rotation, devient invisible sur les photographies quand les franges ont été réglées suffisamment étroites ; cela montre que l'effet observé est bien dû à une *différence de phase liée au mouvement de rotation* du système et que (grâce aux contre-vis qui bloquent les vis de réglage des pièces optiques) le déplacement du centre d'interférence, observé en comparant une photographie s à une photographie d , est complètement distinct des déplacements relatifs accidentels ou élastiques des pièces optiques pendant la rotation.

Un tourbillon d'air, produit au-dessus de l'interféromètre par un ventilateur d'axe vertical soufflant vers le bas, ne déplace pas le centre d'interférence, grâce à la superposition soigneusement réglée des deux faisceaux inverses.

Le *tourbillon d'air*, analogue et moins intense, que produit l'interféromètre en tournant, *n'agit donc pas sensiblement*.

L'effet interférentiel observé est bien l'*effet tourbillonnaire optique dû au mouvement du système par rapport à l'éther* et manifeste directement l'existence de l'éther, support nécessaire des ondes lumineuses de Huygens et de Fresnel.

8. **Sens et grandeur de l'effet tourbillonnaire optique.** — Dans l'hypothèse de l'éther de Fresnel et de Lorentz, les ondes lumineuses T et R se propagent dans l'éther du vide avec une vitesse V_0 indépendante du mouvement d'ensemble de l'interféromètre ; la phase des ondes T *de sens de propagation dextrorsum* (fig. 3) est altérée le long du circuit fermé, comme si l'éther lumineux était animé d'un tourbillon *sinistrorsum*, quand le circuit tourne dans le sens d , et la valeur $4\pi NS$ de ce tourbillon, ou circulation relative C de l'éther dans le circuit optique, donne, par la formule $\frac{C}{\lambda \cdot V_0}$, le retard x de phase des ondes T et l'avance égale des ondes R de propagation inverse ; les franges doivent se déplacer de y ou $2x$ rangs. La théorie de l'interféromètre montre que le sens absolu de ce déplacement y des franges doit être alors pp' , c'est-à-dire *dextrorsum* comme la rotation de l'interféromètre (effet de sens positif), *si la bascule du réglage est de sens D*⁽¹⁾ ;

(1) Ce serait l'inverse, d'après la théorie de l'interféromètre, si le faisceau transmis T, dont la direction reste inaltérée pendant la bascule, se propageait dans le sens *sinistrorsum*.

le déplacement z , égal à $2y$ ou $4x$, mesuré en passant d'une photographie s à une photographie d , doit être alors de sens d . Si la bascule du réglage est de sens S, les déplacements y et z doivent changer de sens.

Sur de nombreuses épreuves, j'ai constamment observé le sens ainsi prévu. Le fait que l'effet z se renverse quand je fais tourner le séparateur J d'une fraction de degré seulement, pour renverser le sens de bascule de réglage, caractérise de nouveau l'effet comme différence de phase liée au mouvement de l'interférographe et permet de le distinguer de l'effet de déformation des pièces optiques, évidemment indépendant du petit mouvement de bascule du séparateur J.

Voici des exemples de mesures de z , comparées avec les valeurs calculées par la formule $\frac{16\pi NS}{\lambda V_0}$; j'ai déterminé la longueur d'onde λ proportionnellement à l'interfrange obtenue au repos avec la petite lampe O et comparée à l'interfrange Λ_0 peu différente obtenue, sans modifier le réglage de l'interféromètre, avec la radiation 436 m μ d'un arc au mercure. Les mesures sont faites par l'une des deux méthodes indiquées déjà.

	S	Cliché n°	N	z par c	z par f	z cal.	λ
1 ^{re} méthode.	863 ^{cm2}	{ 32,2 et 3	0,86	-0,0264		-0,0297	419 ^{mμ}
		{ 34,6 et 7	1,88	+0,070		+0,065	
2 ^e méthode.	866 ^{cm2}	{ 49,2	2,21	-0,072	-0,078	-0,075	425 ^{mμ}
		{ 47,4	2,35	-0,077	-0,080	-0,079	431 ^{mμ}

9. Emploi possible d'un grand circuit et applications aux navires.

— J'espère qu'il sera possible de répéter ces mesures de l'effet tourbillonnaire optique avec un circuit optique de quelques dizaines de mètres carrés au moins, lié aux parois rigides d'un navire. Si le circuit est horizontal, le déplacement de la frange centrale fera connaître à chaque instant la *vitesse de rotation du navire autour d'un axe vertical*; de *lentes rotations* pourraient être décelées ainsi sans aucun repère extérieur.

Un circuit installé parallèlement à l'un des plans verticaux de symétrie du navire permettrait d'observer de même ou d'enregistrer photographiquement la vitesse de rotation oscillatoire du *roulis* ou du *tangage*.

10. Résumé et conclusions. — J'ai étudié un effet optique nou-

veau du mouvement : j'ai observé les franges d'interférence de deux faisceaux lumineux T et R qui se propagent en sens opposés sur le contour d'un même circuit entourant une aire appréciable et j'ai constaté que ces franges se déplacent quand on compare leurs positions sur une photographie d obtenue pendant la rotation *dextrorsum* du système et sur une photographie s obtenue pendant la rotation *sinistrorsum* de même fréquence N. Cet effet est parfaitement distinct de tout effet de déplacement accidentel ou élastique des pièces optiques. En particulier, il varie, suivant le réglage des franges, de manière que le déplacement linéaire Δc des franges demeure proportionnel à l'interfrange Λ , c'est-à-dire représente une différence de phase $\left(x = \frac{\Delta c}{\Lambda}\right)$ caractéristique de l'effet du mouvement d'ensemble du circuit. Il ne dépend pas du mouvement relatif de l'air. *C'est un effet purement intérieur du mouvement d'ensemble du circuit optique par rapport à l'éther lumineux.* Il est conforme en sens et en grandeur à la loi de l'effet tourbillonnaire optique que j'ai calculée cinématiquement en 1910 à propos de l'étude optique du mouvement de la Terre :

Sur chaque élément de longueur dl invariable du circuit optique, les ondes lumineuses supposées propagées dans un éther fixe avec une vitesse V_0 invariable sont retardées lorsque le circuit se meut avec une vitesse v dont la composante u suivant dl est dirigée dans le sens de la propagation ; tout se passe comme si un vent d'éther soufflait dans le circuit immobile dans le sens opposé à celui de la propagation et diminuait de u la vitesse des ondes.

Soit Δdl , le retard en longueur ainsi éprouvé par les ondes, c'est-à-dire la longueur qu'il faut ajouter à dl pour avoir la longueur réellement parcourue dans l'éther pendant la propagation le long de l'élément dl du circuit en mouvement. On a, dans tous les cas :

$$\Delta dl = \frac{udl}{V_0}.$$

Dans la propagation le long du circuit fermé, l'effet du mouvement du circuit est le retard linéaire total :

$$\Delta P = \int \frac{udl}{V_0} = \frac{C}{V_0}.$$

On dit que l'éther est en mouvement relatif irrotationnel quand

l'intégrale C, *circulation relative de l'éther*, étendue à un circuit fermé quelconque, est nulle; *alors* ΔP est nul. Le cas de la translation d'ensemble d'un système optique dans un éther immobile n'est qu'un cas particulier du précédent.

Dans le cas d'une rotation d'ensemble d'un circuit optique dans son plan, on a :

$$C = 2\omega S = 4\pi NS;$$

ω , vitesse angulaire; N, fréquence de rotation; S, aire du circuit.

Le changement de sens de rotation produit l'effet double sur chaque faisceau T ou R; sur la différence de marche des deux faisceaux, il produit le retard *linéaire* quadruple :

$$4\Delta P = \frac{16\pi NS}{V_0}.$$

Ce résultat est exact, y compris les termes possibles du second ordre (§ 3).

Si λ est la longueur d'onde, la valeur de z mesurée sur les clichés (§ 6) donne pour le retard *linéaire* :

$$z\lambda = \Delta_c \frac{\lambda}{\Lambda} = \frac{\Delta_c}{M}.$$

Je désigne par M le rapport $\frac{\Lambda}{\lambda}$ de l'interfrange Λ à la longueur d'onde λ . Je l'ai déterminé à l'aide de l'interfrange Λ_0 obtenu avec la longueur d'onde λ_0 de la raie indigo du mercure; Λ_0 est voisin de l'interfrange Λ des clichés mesurés. La valeur de M est sensiblement constante dans mon interféromètre pour un réglage déterminé et ne dépend pas *finale*ment de la valeur particulière de la longueur d'onde.

L'expérience du circuit tournant fournit, sans aucun intermédiaire théorique, et même sans la connaissance de la vitesse V_0 de la lumière dans le vide, la valeur du retard linéaire $4\Delta P$ dû au vent relatif tourbillonnaire d'éther :

$$4\Delta P = \frac{\Delta_c}{M}.$$

Sous cette forme immédiate, voici la reproduction du tableau des mesures déjà citées :

	S	Cliché n°	N	$\frac{\Delta c}{M}$	$\frac{\Delta f}{M}$	$\frac{16\pi NS}{3 \cdot 10^{10}}$
1 ^{re} méthode..	863cm ²	32,2 et 3	0,86	- 11 ^m ,1		- 12 ^m ,5
		34,6 et 7	1,88	+ 29 ,4		+ 27 ,3
2 ^e méthode..	866cm ²	49,2	2,21	- 30 ,7	- 33 ^m ,2	- 32 ,0
		47,4	2,35	- 33 ,3	- 34 ,5	- 34 ,1
	S		$\frac{1}{N} \frac{\Delta c}{M}$	$\frac{1}{N} \frac{\Delta f}{M}$	$\frac{16\pi S}{3 \cdot 10^{10}}$	
1 ^{re} méthode	863cm ²		- 12 ^m ,9		14 ^m ,5	
			+ 15 ,6			
2 ^e méthode	866cm ²		- 13 ,9	- 15,0		
			- 14 ,1	- 14,7		

La moyenne des valeurs absolues de $\frac{1}{N} \frac{\Delta}{M}$, variation de la différence de marche par renversement du sens de rotation, pour une fréquence d'un tour par seconde, est 14^m,5 ou 14^m,4. La valeur calculée est 14^m,5. L'erreur admissible est de moins de 2 0/0.

Si l'on reprend le calcul du retard ΔP en supposant que la vitesse de la lumière dans l'éther est altérée de ΔV_0 par le mouvement d'ensemble de l'interféromètre, il faut, dans la valeur de la circulation C, remplacer u par $(u - \Delta V_0)$, c'est-à-dire qu'il y a une variation relative de C et de ΔP égale à $-\frac{\Delta V_0}{u_m}$.

Le résultat des mesures montre que $\Delta V_0 < \frac{2}{100} u_m$ ou $\Delta V_0 < 3$ centimètres par seconde, ou enfin $\frac{\Delta V_0}{V_0} < 10^{-10}$ pour des vitesses de l'ordre de 2 tours à la seconde.

Lorsqu'en 1909 je communiquai mon projet d'interférographe tournant à M. Lippmann, je pensais que si l'expérience donnait un résultat nettement négatif, il y aurait lieu de supposer que la source secondaire lumineuse, formée par la surface séparatrice J (lame d'air) et emportée dans le mouvement d'ensemble du circuit, émet des ondes qui se comportent à la manière des corpuscules de Newton et se propagent dans l'espace ambiant avec une vitesse supérieure à V_0 dans la direction de la vitesse de la source et, inversement, avec une vitesse inférieure à V_0 dans la direction opposée. On voit qu'une telle hypothèse est inutile :

Contrairement à ce qui est arrivé dans la célèbre expérience de Michelson relative aux effets du second ordre de la translation d'un système emporté par la Terre, l'effet tourbillonnaire optique d'une

GUYAU. — OSCILLOGRAPHIE INTERFÉRENTIELLE 193
rotation artificielle de l'ensemble d'un système se manifeste réellement, sans compensation inattendue, comme un *effet du premier ordre du mouvement par rapport à l'éther*.

L'expérience révèle directement (par $\frac{\Delta c}{2M}$) le retard linéaire $2\Delta P$ (7^m,2 pour un tour par seconde et une aire de 866 centimètres carrés) que la rotation d'ensemble du système optique produit dans l'éther entre les deux systèmes d'ondes inverses T et R pendant leur propagation autour du circuit. Ce retard est un *effet tourbillonnaire optique* du vent relatif d'éther qui souffle dans le système tournant. Il ne dépend pas d'un vent de translation relative, mais seulement de la *circulation relative C de l'éther* et s'accorde avec la valeur de cette circulation calculée en supposant l'éther ainsi défini : *un fluide immobile transmettant les ondes lumineuses avec une vitesse invariable*.

OSCILLOGRAPHIE INTERFÉRENTIELLE ;

Par M. AUGUSTIN GUYAU.

1. — L'emploi du microscope pour l'observation et l'enregistrement photographique des petits mouvements est aujourd'hui entré dans la pratique du laboratoire et va peut-être entrer bientôt dans celle de l'industrie. Néanmoins il ne semble pas qu'on puisse dans cet ordre d'idées dépasser une amplification de 500.

Pour aller plus loin, j'ai été amené à étudier et à faire construire par M. Jobin un appareil que j'ai appelé *oscillographe interférentiel* ¹⁾ (fig. 1 et 5). Il permet d'enregistrer, par des phénomènes d'interférence, des oscillations de quelques cent-millièmes de millimètre, à une échelle qui atteint facilement 15,000 sur la bande pelliculaire et 100,000 sur le diagramme final.

En voici une description sommaire.

Sur la surface vibrante, quelle qu'elle soit d'ailleurs, est collé un petit miroir plan F (fig. 5). En face de celui-ci on peut amener un deuxième miroir plan E, rigidement lié au bâti de l'appareil, de manière à former entre les deux miroirs une lame d'air mince (de 1/20

¹⁾ *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 10 mars 1913.

millimètre par exemple). Un faisceau lumineux, fourni par une lampe à mercure en quartz S et concentré sur la lame mince au moyen de deux lentilles B et D et d'un prisme C, dessine sur celle-ci des franges d'interférence rectilignes, verticales, qui sont projetées au moyen de deux autres lentilles G, H, sur une fente étroite J horizontale, derrière laquelle se trouve un cylindre enregistreur animé d'un mouvement hélicoïdal (*fig. 1*).

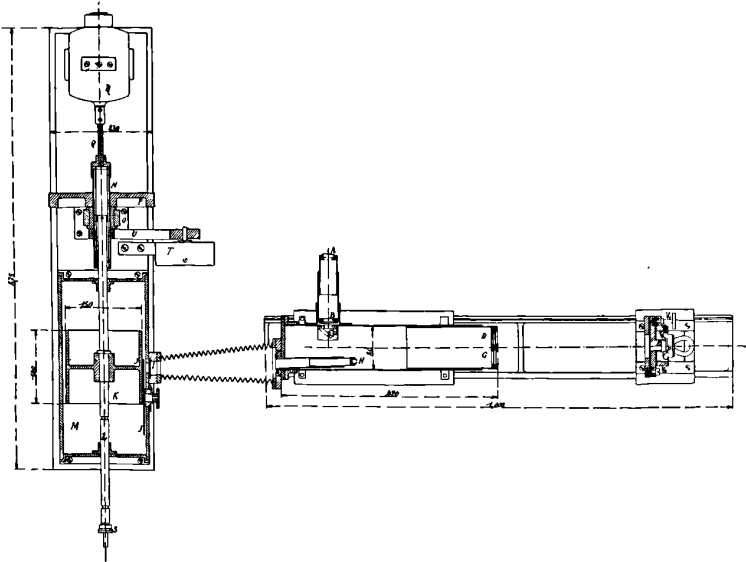


FIG. 1.

A, diaphragme et écran ; — B, objectif ; — C, prisme à réflexion totale ; — D, objectif ; — E, miroir fixe de référence ; — F, miroir mobile ; — G, objectif ; — H, objectif ; — I, obturateur ; — J, fente ; — K, tambour ; — L, arbre ; — M, chambre photographique ; — N, arbre creux ; — O, palier ; — P, volant ; — Q, flexible ; — R, moteur ; — S, pivot à billes ; — T, tachymètre ; — U, ruban de commande du tachymètre ; — V₁, vis de réglage ; — V₂, vis de réglage ; — V₃, vis de fixation.

L'image ponctuelle des franges grave sur la pellicule, en coordonnées obliques, l'oscillogramme du mouvement étudié (*fig. 2 et 3*).

L'écartement de deux franges consécutives fixe l'échelle à laquelle on doit lire le diagramme.

Il est aisé de se rendre compte des avantages que présente la méthode interférentielle et de ses limites d'emploi. Les franges d'interférence dessinent les courbes de niveau de la lame d'air mince. Leur équidistance, sous des incidences normales, est une

demi-longueur d'onde. Si l'une des surfaces de cette lame se déplace, il en est de même des courbes de niveau, et l'étude de leurs trajectoires orthogonales permet de se rendre compte du mouvement de la surface. Le cadre de cette étude ne me permet pas d'entreprendre le calcul complet du mouvement des franges en fonction



FIG. 2. — Oscillogramme interférentiel.

Fréquences $f = 42 \text{ (}\sphericalangle\text{)}$. Temps de pose $t = \frac{1}{a} = 0^s,0007$.



FIG. 3. — Oscillogramme interférentiel.

Fréquences $f = 512 \text{ (}\sphericalangle\text{)}$. Temps de pose $t = \frac{1}{a} = 0^s,0004$.

de celui du miroir mobile (¹) et je me placerai dans le cas dont on se rapproche en pratique, où les franges sont rectilignes, à peu près équidistantes et où le mouvement de la surface mobile se fait perpendiculairement à la surface de référence. Les trajectoires orthogonales des franges sont des droites, les apparences redeviennent périodiquement les mêmes, lorsque l'épaisseur de la lame a varié d'un nombre entier de demi-longueurs d'onde, et, si l'on suit le mouvement de l'une des franges, son déplacement orthogonal v est lié au déplacement correspondant u de la surface mobile et à la distance V de deux franges consécutives par la relation :

$$u = \frac{\lambda}{2} \frac{v}{V}$$

On se place dans de bonnes conditions expérimentales en réglant les surfaces interférentielles de manière que $V = 1$ millimètre environ. Le déplacement des franges mesure alors celui du miroir mobile à l'échelle :

$$\frac{v}{u} = \frac{2}{\lambda} V = \frac{2 \times 1\,000}{0^m,4} = 5\,000 \text{ en lumière violette,}$$

¹) GUYAU, *le Téléphone instrument de mesure* (Gauthier-Villars, édit.), p. 116.

échelle que l'on multipliera facilement par le grossissement de l'image projetée sur le cylindre (3 par exemple, ce qui porte l'échelle à 15 000), puis ultérieurement par l'agrandissement des oscillogrammes (ce qui porte en définitive l'échelle de l'image observée à 100 000 environ).

On voit immédiatement que la réalisation pratique de l'appareil dépend, d'une part, du pouvoir actinique de l'image reçue par la pellicule photographique et, d'autre part, de la précision avec laquelle on pourra fixer la position d'un maximum lumineux.

II. — J'étudierai d'abord la question de l'éclairage de la lame mince.

Je me suis adressé pour la production de lumière monochromatique à la lampe à vapeur de mercure en quartz. L'étude de l'arc au mercure a donné lieu à d'importants travaux, notamment de la part de MM. Ch. Fabry et D. Berthelot. Je ne puis ici m'étendre sur ces propriétés et je renvoie à la très complète étude publiée tout récemment par D. Berthelot dans le *Bulletin de la Société internationale des électriciens* (février 1912). Le brûleur industriel que j'ai utilisé (4 ampères \times 110 volts) a une intensité hémisphérique inférieure moyenne de 1 200 bougies. L'énergie rayonnée étant maxima autour de la direction verticale, un prisme à réflexion totale m'a servi à dresser et à diriger horizontalement le flux lumineux.

La lampe en quartz fournit un spectre continu auquel se superpose un spectre discontinu dont les quatre raies qui nous intéressent ici sont :

Jaune (raie double).....	0,579
Vert.....	0,546
Violet.....	0,436
Et dans l'extrême violet visible.....	0,4046

Lorsqu'on la manipule à feu nu, il est indispensable de se protéger les yeux contre son rayonnement ultra-violet ⁽¹⁾.

J'ai isolé la raie violette en utilisant simplement la diminution rapide de sensibilité des émulsions photographiques lorsque la longueur d'onde augmente.

(¹) Au moyen de verres colorés, à l'urane, par exemple (verres Fieuzal foncés). Les lunettes analogues à des lunettes d'automobile doivent former joint étanche avec le visage.

Voici, d'après MM. Lumière, les courbes de sensibilité de leurs émulsions (fig. 4).

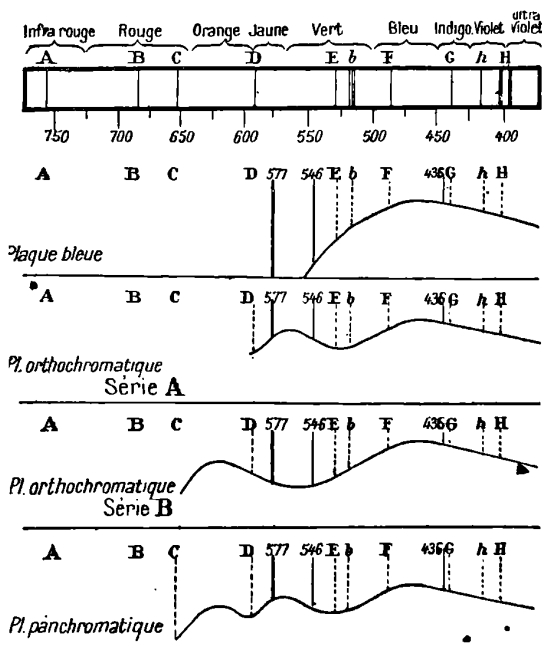


FIG. 4. — Courbes de sensibilité des émulsions photographiques. Lumière en fonction de la longueur d'onde.

On voit qu'avec des temps de pose courts, seuls les systèmes de franges dus aux raies violettes peuvent efficacement impressionner

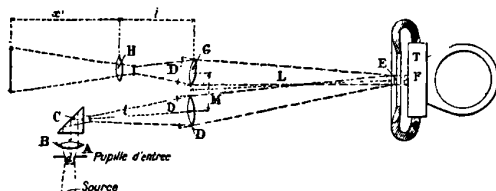


FIG. 5.

A, diaphragme et écran ; — B, objectif ; — C, prisme à réflexion totale ; — D, objectif ; — E, miroir fixe de référence ; — F, miroir mobile ; — G, objectif ; — H, objectif.

une pellicule non orthochromatisée. Les raies ultra-violettes sont éliminées par le verre des lentilles interposées. Quant à la raie 0,4046,

que j'ai identifiée par les décompositions et recompositions des franges (onze franges environ entre deux coïncidences), un écran à l'esculine a suffi pour l'arrêter.

J'ai résolu le problème de la concentration de la lumière sur les miroirs en formant sur ceux-ci l'image même de la source. Une première lentille B, placée près d'elle, en donne une première image. Une deuxième lentille D, servant en quelque sorte à conduire le faisceau jusqu'à la lame mince, donne sur celle-ci l'image définitive de la source. J'abandonne ici nettement l'éclairage en lumière parallèle qui conduirait à une illumination insuffisante. J'indiquerai plus loin dans quelle mesure la convergence de la lumière incidente peut nuire à la netteté des franges.

Seule la lumière strictement indispensable doit être admise dans l'appareil sous peine de voile des émulsions sensibles. La position et la grandeur du diaphragme se trouvent définies par les caractéristiques du système optique d'éclairage. On devra matérialiser la pupille d'entrée (image de la deuxième lentille, par rapport à la première).

Les dimensions de cette pupille m'ont permis d'étudier comment varie l'illumination des miroirs lorsqu'on modifie les constantes du système optique⁽¹⁾. Si, d'une part, on admet que le flux lumineux est proportionnel à la surface de cette pupille et à l'inverse du carré de sa distance à la source; si, d'autre part, on observe que l'illumination des miroirs est proportionnelle à ce flux lumineux et à l'inverse du carré du grossissement entre l'image définitive et la source, on trouve finalement que, pour une source déterminée, l'éclairement est proportionnel au coefficient :

$$W = \frac{D^2}{L^2}$$

où D désigne le diamètre de l'objectif D et L sa distance aux miroirs.

Ce coefficient n'est autre que le carré de l'angle au sommet des pinces éclairants, issus de l'objectif D et tombant sur les surfaces interférentielles.

III. — Il semble au premier abord possible de disposer des éléments du système optique de manière à donner à W des valeurs relativement fortes.

(1) GUYAU, *loc. cit.*, p. 85.

Il ne faut pas perdre de vue, néanmoins, que plus l'angle $\frac{D}{L}$ de convergence des pinceaux est grand, plus est variable l'incidence de la lumière éclairante. On superpose de la sorte une série de systèmes de franges qui correspondent à des incidences de plus en plus différentes : les maxima et les minima s'étalent, leur différence de luminosité diminue et les pointés sur un maximum lumineux deviennent peu à peu incertains. J'ai tenté une analyse du phénomène. Les calculs sont beaucoup trop longs pour être résumés ici. Je me contenterai d'indiquer les résultats. On peut admettre en première approximation que la netteté d'un système de franges dépend de la variation plus ou moins rapide de l'intensité lumineuse au voisinage d'un maximum ou d'un minimum, c'est-à-dire de la dérivée seconde de l'intensité lumineuse. L'influence du non-parallélisme de la lumière incidente sur la netteté pourra être mise en évidence en calculant l'inverse du rapport de ces dérivées secondes :

1° Au voisinage d'un maximum lumineux en lumière parallèle sous l'incidence moyenne des pinceaux éclairants ;

2° Au voisinage d'un maximum lumineux en lumière non parallèle ce maximum est légèrement déplacé par rapport au premier).

J'ai trouvé⁽¹⁾, par des développements en série, qu'on peut en général mettre ce coefficient, au moins dans le cas de surfaces interférentielles en verre, sous la forme :

$$K = 1 - 2\pi^2 \varepsilon^2 \frac{e^2}{\lambda^2} \sin^2 \alpha,$$

où λ désigne la longueur d'onde, e l'épaisseur de la lame mince, α l'incidence moyenne, $\varepsilon = \frac{1}{2} \frac{D}{L}$ le demi-angle au sommet des pinceaux éclairants.

L'énergie lumineuse surfacique concentrée sur les miroirs, définie pour une source déterminée par le coefficient W , est limitée par nécessité de conserver au coefficient K une valeur voisine de l'unité.

IV. — Le faible pouvoir réflecteur du verre et la forme sinusoïdale de l'intensité lumineuse des franges n'auraient cependant pas permis, avec des surfaces interférentielles de cette nature, d'aborder,

¹ GUYAU, *loc. cit.*, p. 91 et p. 122.

d'une part, l'enregistrement photographique de vibrations rapides et, d'autre part, de déterminer la position d'un maximum lumineux avec assez de précision pour procéder à des mesures intéressantes. J'ai eu recours à l'argenture de ces surfaces. Le miroir mobile F est argenté à fond, tandis que le miroir fixe de référence E n'est recouvert que d'une semi-argenture légère. Dans ces conditions, Hamy⁽¹⁾ a montré que les réflexions multiples de la lumière à l'intérieur de la lame mince produisent en général une condensation de lumière autour des maxima, une condensation d'ombre autour des minima, en même temps qu'une asymétrie dans la distribution des intensités rapprochant un minimum lumineux du maximum précédent, en sorte que le brusque passage d'un maximum lumineux à un minimum permet d'excellents pointés.

Pour fixer leur précision, j'ai fait, au moyen d'un microscope à oculaire micrométrique et à très faible grossissement, une série de pointés sur un maximum lumineux. L'écart maximum sur la moyenne de dix pointés ne dépassait pas 0,02 de la distance entre deux franges consécutives, et l'erreur relative moyenne n'atteignait pas 0,01.

V. — Le calcul du système optique photographique qui projette l'image des franges sur la fente du cylindre tournant n'offre pas de difficulté. On devra simplement s'assurer qu'il n'y a pas de perte de lumière. La *fig. 1* montre le détail du dispositif d'enregistrement : un moteur R entraîne un volant P, dont le moment d'inertie est $3,24 \cdot 10^5$ C. G. S., et un arbre creux N. Ce dernier porte deux réglettes à 180° le long desquelles peut coulisser une couronne rainurée solidaire de l'arbre L du cylindre. Un tachymètre T indique la vitesse de rotation du moteur. Le cylindre K pèse 6 kilogrammes (arbre compris), son diamètre est 15 centimètres, sa longueur 20 centimètres et son moment d'inertie $1,77 \cdot 10^5$ C. G. S. Il peut recevoir une pellicule de 12 centimètres de largeur et de 49 centimètres de longueur. Il est placé dans une boîte étanche à la lumière M munié d'un obturateur I et d'une fente J dont la longueur est de 1 centimètre et dont la largeur est réglable. Les parois latérales de cette boîte portent les coussinets de l'arbre conduit. Celui-ci, à son extrémité libre, est muni d'un pivot à billes S par le moyen

(1) HAMY, *J. de Phys.*, 1906.

duquel s'exerce l'effort de traction qui détermine la translation du cylindre. L'autre extrémité s'engage dans l'arbre creux, muni du dispositif d'entraînement décrit plus haut. La liaison entre l'arbre conduit et l'arbre moteur offre quelques difficultés de réalisation. Toute inégalité périodique dans la vitesse de rotation, soit du cylindre, soit du moteur, amorce dans cette liaison lâche des balancements que l'on combat :

1° En équilibrant parfaitement le cylindre;

2° En munissant le moteur d'un volant lui-même très bien équilibré;

3° En donnant au système d'entraînement une forme symétrique par rapport à l'axe de rotation. Une asymétrie, en effet, tendrait à gauchir les pièces tournantes, à donner à leur centre de gravité un mouvement périodique de montée et de descente, donc à créer corrélativement des inégalités périodiques de la vitesse de rotation.

Voici un relevé qui donne un aperçu des conditions de marche de l'appareil :

Moteur.

Tension d'alimentation	114 volts
Tension à l'induit.....	37 volts
Intensité.....	1 ^{amp} ,15
Vitesse	400 t. : m.

Cylindre.

Vitesse circonférentielle	314 cm/sec.
Vitesse parallèle à l'axe.....	50 cm sec.
Forces de frottements parallèles à l'axe	2 kg. env.
Largeur de la fente.....	0 ^{cm} ,1
Temps de pose.....	0 ^{sec} ,00032

VI. — Soit G le grossissement de l'image projetée sur le cylindre. Son pouvoir actinique est, pour une source déterminée, et des surfaces interférentielles de natures définies, proportionnel à l'éclairement W des miroirs et inversement proportionnel au carré de G . On le définira, d'une part, en fonction de W et de G au moyen du coefficient :

$$A = \frac{W}{G^2} = \frac{D^2}{G^2 L^2},$$

et, d'autre part, au moyen du temps de pose minimum qui permet

une impression satisfaisante de l'émulsion sensible. Ce temps de pose est aisé à calculer en fonction de la largeur de la fente et de la vitesse circonférentielle a du cylindre :

$$\theta = \frac{\varepsilon}{a},$$

c'est exactement le même phénomène que pour l'obturateur de plaque, bien connu de tous ceux qui s'occupent de photographie instantanée.

Je ferai simplement remarquer que l'impression photochimique n'est pas seulement fonction du temps de pose, mais aussi de la vitesse de la frange lumineuse.

Si l'on tient à avoir une grande netteté de tous les points de la courbe représentative de la vibration étudiée, il faut naturellement que ce temps de pose soit une très petite fraction de la période de cette vibration. Le calcul est facile à faire en se donnant l'amplitude du mouvement ; mais, si l'on désire simplement connaître cette amplitude, définie par les positions des points d'élongation maxima, le problème se simplifie. Sans doute, la précision des mesures est une fonction complexe de la période, de l'amplitude, du temps de pose proprement dit et de l'importance photochimique de la trace lumineuse en ces points de vitesse nulle ; mais, en fait, il suffira, pour atteindre avec des amplitudes de l'ordre de $\frac{\lambda}{2}$ une précision voisine de celle avec laquelle on peut repérer les franges au repos, que la vitesse de rotation du cylindre soit suffisante pour assurer une bonne séparation de deux maxima ou minima consécutifs, que l'image photographique obtenue ne soit pas trop fugitive et que le temps de pose descende au-dessous de $\frac{1}{5}$ à $\frac{1}{10}$ de la période. J'ai obtenu de très bons oscillogrammes à la fréquence 512 avec des amplitudes $u = 0^r,071$ et $u = 0^r,164$ et des temps de pose respectivement égaux à $\theta = 0^{\text{sec}},00037$ et $0^{\text{sec}},00032$.

Avec des temps de pose de 0,0001 à 0,0002 seconde, on pourrait aborder l'étude des oscillations dont la fréquence atteindrait 1000.

VII. — Les coefficients W et K permettent de préciser les conditions expérimentales et d'entreprendre, le cas échéant, un projet

d'appareil différent de l'appareil type étudié, tant par les dimensions d'encombrement que par les conditions particulières d'emploi.

Les temps de pose que j'ai utilisés, avec des émulsions Lumière Σ , ont varié de $0^s,001$ à $0^s,0002$ dans les conditions suivantes :

$$\begin{aligned} D &= 2^{\text{cm}},7, & L &= 67 \text{ centimètres}, \\ \alpha &= \frac{1}{2} \frac{3,6}{67} = 0,027, & \varepsilon &= \frac{1}{2} \frac{2,7}{67} = 0,020, \\ \lambda &= 0^{\mu},436, & e &= 50\mu, \end{aligned}$$

d'où

$$\left\{ \begin{array}{l} W = \frac{D^2}{L^2} = 1,6 \cdot 10^{-3}, \\ A = \frac{W}{G^2} = 1,8 \cdot 10^{-4}, \\ K = 1 - 0,08 = 0,92, \end{array} \right.$$

avec

$$\theta_{\text{min}} = \frac{0^{\text{cm}},1}{500 \text{ cm} : \text{s}} = 0^{\text{sec}},0002.$$

Dans un projet d'appareil, le diamètre D des objectifs D et G servira de paramètre fondamental dont on pourra partir pour déterminer les principales dimensions. En admettant que l'on éclaire avec un arc à mercure en quartz et que l'on utilise des franges de lames argentées sensiblement analogues à celles que j'ai employées, on devra disposer du paramètre A de façon que son rapport à celui de l'appareil type soit au moins égal au rapport des temps de pose minima correspondants.

J'ai dit qu'en première approximation l'illumination des miroirs était, avec des lentilles sphériques, indépendante des dimensions de l'image lumineuse formée par eux. On aperçoit immédiatement un moyen d'accroître dans de notables proportions cette illumination en formant l'image parallèlement à la fente du cylindre et en condensant la lumière par la substitution aux lentilles sphériques de lentilles cylindriques à axes horizontaux. Les paramètres W et A seront multipliés par le rapport des dimensions transversales de l'image non déformée à l'image déformée, et l'on aura le moyen d'enregistrer les vibrations les plus rapides.

VIII. — L'examen des oscillogrammes peut se faire de deux manières. Quand les ondulations sont assez resserrées, on peut les

examiner avec un microscope à platine mobile et à oculaire micrométrique donnant un grossissement extrêmement faible (5 à 6 par exemple). La méthode est précise, mais laborieuse et inapplicable à l'étude d'une bande pelliculaire d'une certaine longueur; le procédé le plus expéditif consiste à introduire la pellicule dans une lanterne à projection et à en former l'image agrandie cinq ou six fois sur un écran. Les clichés, même les plus médiocres, donnent de bons contrastes sur le fond très blanc de l'écran, et l'on peut dessiner sur celui-ci les courbes oscillographiques. J'ai fixé la précision obtenue dans les mesures ainsi faites en effectuant une série de vingt relevés différents sur une même demi-onde de l'oscillogramme (*fig. 3*). L'erreur moyenne de cette série d'observations a été :

$$m = \sqrt{\frac{\Sigma (\text{résidus})^2}{20 - 1}} = 0^{\mu},004,$$

et la limite supérieure des résidus :

$$0^{\mu},008.$$

La précision atteinte dépasse donc le centième de micron.

**CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES DÉCHARGES ÉLECTRIQUES
DANS LES TUBES DE GEISSLER ET DES EFFETS SPECTRAUX PRODUITS
PAR CES DÉCHARGES ⁽¹⁾ ;**

Par M. MILLOCHAU.

Ces recherches ont été entreprises dans le but d'étudier comparativement, comme le fait depuis longtemps M. Hemsalech, la décharge utilisée et le spectre correspondant obtenu. Et cela en me bornant au cas où la décharge est produite à l'intérieur d'un tube de Geissler.

L'appareil employé ⁽²⁾ est représenté (*fig. 1*).

⁽¹⁾ Communication faite à la Société française de Physique : séance du 4 juillet 1913.

⁽²⁾ Voir *C. R. A. S.*, 3 octobre 1911.

La méthode consiste, après une étude visuelle préliminaire, à fixer par la photographie tout à la fois la forme des décharges et le spectre qu'elles engendrent.

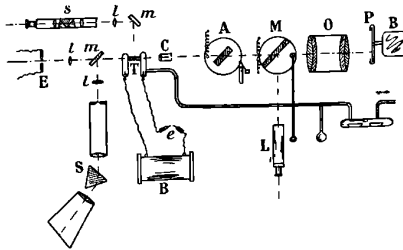


FIG. 1.

T, tube spectral actionné par la bobine B. Le dispositif représenté par la figure est celui produisant les décharges capillaires ; — C, petit collimateur ; — A, lame à faces parallèles mobile déplaçant l'image sur la pellicule ; — O, objectif projetant l'image de la fente du collimateur C sur la pellicule tournante P ; — M et L, miroir mobile, et lunette pour l'observation visuelle de la forme de la décharge ; — s, spectroscopie à vision directe ; — S, spectrographe ; — m, miroirs ; — l, lentilles de projection ; — E, étincelle de comparaison.

J'ai classé les décharges observées en trois groupes, d'après leur aspect :

Les décharges simples ;

Les décharges mixtes formées par la juxtaposition de décharges simples dans un ordre défini, toujours le même ;

Les décharges complexes, répondant au cas où plusieurs décharges se produisent dans le tube, indépendamment les unes des autres.

Dans le cas du tube de Geissler, sept formes de décharges simples se sont manifestées :

1° Décharge continue d'une durée totale de l'ordre du centième de seconde ;

2° Décharge oscillante lente : traînée avec maxima et minima successifs, même ordre de durée ;

3° Décharge oscillante courte : composantes brillantes successives en forme de traînées, durée totale de l'ordre du millième de seconde ;

4° Décharge semi-brusque, cas particulier où la décharge est réduite à une fraction de la première oscillation simple ;

5° Décharges brusques, d'une durée plus petite que le trois cent

millième de seconde, non résolubles par l'appareil employé; ces décharges sont également oscillantes ;

6° Décharges capillaires⁽¹⁾ ou intermittentes (?), composées d'images instantanées séparées par des intervalles de l'ordre du dix-millième de seconde ;

7° Décharge capillaire amortie, ayant même aspect que la 2° mais sans changement de sens du courant.

Au point de vue spectral, ces décharges peuvent être classées en trois groupes répondant à l'ordre de grandeur de leur durée totale :

I. Les décharges lentes (1°, 2°, 3°) produisant comme spectres : pour l'hydrogène pur, la série stellaire ; pour l'hydrogène impur, le second spectre ; pour l'azote, le spectre de bandes complet, etc. ;

II. Les décharges semi-brusques (3°, 5°, 6°), donnant : pour l'hydrogène, la série stellaire à raies légèrement diffuses avec disparition des raies les plus réfringibles ; avec l'hydrogène impur, les spectres de l'hydrogène, du cyanogène et des hydrocarbures ; avec l'azote, le spectre de bandes dans lequel le deuxième groupe est supprimé ;

III. Les décharges brusques (5°) produisant avec l'hydrogène le spectre de la série stellaire à raies très diffuses, spectre continu avec maxima ; avec l'azote, le spectre de lignes ; avec l'hydrogène impur, le spectre de la série stellaire, raies très diffuses, accompagné des spectres de lignes de l'azote et du carbone, etc.

I. **Décharge directe d'une bobine dans un tube de Geissler.** — Lorsque le secondaire d'une bobine d'induction est relié directement aux électrodes d'un tube spectral, la décharge est continue et présente sur les photographies l'aspect d'une traînée dont l'intensité va d'abord en croissant très rapidement, passe par un maximum, puis décroît lentement et se termine nettement, lorsque la vitesse de rotation de la pellicule n'est pas excessive, avec une intensité supérieure à celle nécessaire pour impressionner les plaques.

La durée t de la décharge continue ainsi obtenue a été trouvée en accord avec la formule empirique :

$$t = \left(a + b \frac{1}{p} \right) - \frac{p}{c},$$

dans laquelle p est la pression du gaz dans le tube exprimée en

(1) J'ai obtenu ces décharges en interposant sur le trajet du courant de décharge, un exploseur capillaire (fig. 1).

millimètres de mercure, et a , b , c des constantes dont la valeur, pour les tubes étudiés, est inscrite dans le tableau I.

TABLEAU I

Tube employé	a	b	c
Air	3,36	120,7	131
Hydrogène impur.....	6,36	131,4	21,55

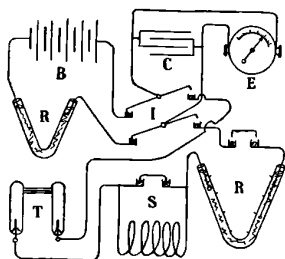


FIG. 2.

I, interrupteur commutateur ; — C, condensateur ; — E, électromètre ; — S, self-induction ; — R, résistances liquides ; — T, tube spectral.

II. Décharges produites par un condensateur. — L'appareil est disposé comme l'indique la figure 2; le condensateur était chargé au moyen d'une batterie d'accumulateurs, pouvant fournir une force électromotrice maxima de 15.000 volts, que M. Bouty a bien voulu mettre à ma disposition.

Un interrupteur bipolaire permettait de charger le condensateur à la différence de potentiel choisie et de provoquer la décharge du condensateur dans le circuit contenant le tube spectral, par la manœuvre même qui coupait le circuit de décharge.

a) *Limites de rigidité diélectrique.* — On sait que la décharge ne peut se produire, dans un gaz, qu'à partir du moment où la différence de potentiel aux électrodes atteint une valeur V_s suffisante pour amorcer la décharge ⁽¹⁾; mes expériences ⁽²⁾ ont montré que la décharge s'arrête lorsque la différence de potentiel entre ces électrodes devient inférieure à V_i , limite inférieure de rigidité diélectrique ⁽³⁾; à ce moment le gaz reprend alors les propriétés diélectriques qu'il avait avant la décharge. Le tableau II donne les valeurs de V_s et V_i trouvées pour divers tubes.

⁽¹⁾ E. BOUTY, *J. de Phys.* (1906), 4^e série, t. V, p. 229; *C. R. A. S.*, 1^{er} sem. 1910, p. 149, 380 et 1643.

⁽²⁾ *C. R. A. S.*, 17 juin 1910.

⁽³⁾ Cette limite inférieure a été remarquée, indépendamment de nous, par M. Aubertin (*C. R. A. S.*, 1^{er} sem. 1912, CLIV, p. 874).

TABEAU II
Limites inférieures et supérieures de rigidité diélectrique

Tubes employés	Limite supérieure de rigidité diélectrique V_s			Limite inférieure de rigidité diélectrique V_i		
	Avec résistance liquide	Avec self- induction	Condenseur déchargé directement	Avec résistance liquide	Avec self- induction	Condenseur déchargé directement
Oxygène.....	4 550 ^v	4 500 ^v	4 500 ^v	2 250 ^v	1 300 ^v	1 000 ^v
Hydrogène électrolytique	1 450	1 250	1 250	2 ou 300 (1)	parfois 5 à 600	variation de quelques cen- taines de volts, parfois 0
Hydrogène du formiate de potasse (capillaire de 6 centimètres).....	2 750	2 500	2 500	1 900	1 500 ^v	1 000 ^v
Hydrogène du formiate de potasse (capillaire de 0 ^{cm} ,6).....	1 700	1 600	1 625	1 000	1 000	1 000
Gaz donnant le second spectre de l'hydrogène.	2 610	2 430	2 000	1 750	1 750	1 650
Vapeur d'eau.....	3 150	?	?	2 100	1 000	1 600
Hydrogène et hélium.....	?	1 150	?	?	200 parfois 0	?
Hélium.....	2 800	2 725	2 725	5 à 600 (1)	100 parfois 0	100 parfois 0
	3 950	?	?	?	?	?
	4 590					
	4 770					
	5 340					
	5 490					
	5 580					
	5 940					
	5 780					
	6 365					
	7 470					
	7 560					
	2 200	?	?	1 400	irrégulier	irrégulier

Distance explosive
 11^{cm},9
 17
 21,6
 25,6
 25,6
 27,6
 29,6
 31,6
 33,6
 35,6
 37,6

Azote (tube à 12 électrodes) permettant
 de faire varier la distance explosive
 totale (capillaire de 6 centimètres).....

Étincelle dans l'air.....

(1) La graduation de l'électromètre employé ne commençait qu'à 1 000 volts.

Dans un tube à azote, construit spécialement pour étudier l'effet de la variation de distance explosive entre 11^{cm},9, à 37^{cm},6, comportant un tube capillaire de 6 centimètres de long reliant deux longues chambres munies d'électrodes soudées de 2 en 2 centimètres, les valeurs trouvées pour V_i sont telles que :

$$V_i = V_0 \left(\frac{l + l_0}{l_0} \right)$$

($V_0 = 2585$ volts ; $l_0 = 52^{\text{cm}},6$).

La présence de la constante l_0 semble indiquer que le tube capillaire influe sur la valeur de la limite inférieure de rigidité diélectrique et se comporte comme le ferait une augmentation de distance explosive dans les chambres par rapport à la distance réelle.

Lorsqu'une première décharge vient de se produire dans un tube, au potentiel V_s , on ne peut obtenir une seconde décharge, avec ce même potentiel, qu'un certain temps après la précédente. J'ai observé que cette durée, très faible pour l'azote, est de cinq secondes pour un tube à hydrogène et d'une minute pour un tube à hélium.

Cette particularité est à rapprocher du phénomène signalé par Warburg et nommé par J.-J. Thomson « retard à l'étincelle » (1).

b) *Décharge oscillante* (2). — La décharge oscillante et ses effets spectraux ont été étudiés en intercalant une self-induction dans le circuit de décharge du condensateur et en faisant varier :

- 1° Le potentiel V de V_s à 13.000 volts ;
- 2° La capacité C de 0,005 à 0,060 microfarad ;
- 3° La self-induction L de 0,00217 à 0,060 henry.

Lorsque le potentiel de charge du condensateur n'excède pas V_s , c'est-à-dire est juste suffisant pour produire la décharge, la photographie de celle-ci montre une traînée faible, d'une durée inférieure à la première oscillation simple ; le tube a l'aspect que lui donne une décharge continue : gaine à l'électrode négative et point brillant à l'électrode positive, et fournit le même spectre que celle-ci.

L'intensité et la durée de cette première composante croissent avec le potentiel jusqu'à ce qu'une seconde composante apparaisse dans les mêmes conditions que la première ; une légère gaine négative vient alors se juxtaposer au point positif. Lorsque le tube présente un aspect exactement symétrique, la première oscillation

¹ *Passage de l'électricité à travers les gaz*, par J. J. THOMSON, traduction de R. Fric et A. Faure (1912), p. 432.

-) C. R. A. S., 8 juillet 1912.

double est complète et la moindre augmentation du potentiel fait apparaître les premières traces d'une troisième composante.

D'autres composantes continuent à apparaître de la même manière si l'on fait croître encore le potentiel.

La formule empirique :

$$(1) \quad n = \frac{V - V_i}{V_a} \frac{C}{C + C_a},$$

où C est la capacité du condensateur, donne une bonne représentation de la valeur du nombre de composantes n pour les tubes où la valeur de V_a est suffisamment grande pour que la résistance du circuit soit négligeable.

Voici, tableau III, les constantes trouvées pour les divers tubes.

TABLEAU III

Tube étudié	Distance explosive	C_a	V_i	V_a	n_m
Hydrogène du formiate de potasse capillaire de 6 cm. (2 ^e série)...	20 ^{cm} ,5	0,008	1 400 ^v	1 400 ^v	6,0
Hydrogène du formiate de potasse capillaire de 6 cm. (1 ^{re} série)...	20 ,5	0,005	1 400	1 400	6,2
Hydrogène du formiate de potasse capillaire de 6 cm. modifié par de fortes décharges.....	20 ,5	0,0028	1 400	1 400	6,0
Pression dans ces trois tubes, à la fermeture, de 0 ^{cm} ,69.					
Hydrogène du formiate de potasse capillaire de 6 centimètres, pression 1,08.....	20 ,5	0,001	1 750	2 210	5,0
Hydrogène du formiate de potasse capillaire de 0 ^{cm} ,7.....	15 ,8	0,001	2 900	2 000	5,3
$p = 0^{\text{cm}},50$					
Vapeur d'eau.....	15 ,8	0,007	4 000	1 100	7,1
$p = 0^{\text{cm}},46$					
Hélium et hydrogène.....	?	0,004	?	?	14,0
Hélium.....	15	0,0017	(1)	940	11,0
Azote de l'air désoxygéné par le sodium..... $p = 1^{\text{cm}},13$	11	0,0074	1 900 (2)	950 (2)	10,0
	17	0,0062	1 750	1 250	5,0
	19	0,0058	1 650	1 400	6,6
	21	0,0053	1 520	1 590	6,5
	25	0,0053	1 350	1 830	6,0
	25	0,0047	1 320	1 880	5,6
	29	0,0042	1 130	2 170	5,0
	31	0,0040	1 030	2 320	4,0
	33	0,0038	930	2 470	4,5
	35	0,0036	830	2 640 (2)	4,3
(1) Négligeable.	37	0,0035	740	2 760	4,1
(2) Constante calculée directement.					

Dans la dernière colonne, j'ai inscrit le nombre le plus grand n_m d'oscillations simples observées, la dernière étant évaluée en dixièmes, d'après son intensité relative.

Pour le tube à azote, les valeurs des constantes portées dans les calculs, sauf celles marquées (2), ont été calculées à l'aide des formules :

$$2) \quad V_a = kl$$

(l , longueur en centimètres ; $k = 73,4$ volts),

$$(3) \quad V_i = V_0 \left(\frac{l + l_0}{l_0} \right)$$

($l_0 = 52^{\text{cm}},6$; $V_0 = 2\,585$ volts),

$$(4) \quad C_a = C_0 \frac{l_0}{l_1 + l_0}$$

($l_1 = l - 6$ centimètres, la longueur du capillaire étant 6 centimètres ; $C_0 = 0,0136$ microfarad ; $l_0 = 14$ centimètres).

La constante V_a ne dépend pas du capillaire, la dépense d'énergie est la même par unité de longueur pour toute la colonne gazeuse illuminée.

La limite inférieure de rigidité dépend, au contraire, comme nous l'avons vu déjà, du capillaire, et celui-ci se comporte dans ce cas comme une colonne gazeuse de même propriété que les chambres, de longueur 8,8 fois plus grande.

La constante C_a de la formule (1) peut être envisagée comme une capacité. Or un condensateur, formé de deux armatures parallèles de section s , séparées par deux couches gazeuses : la première de pouvoir diélectrique k et d'épaisseur fixe l_a , l'autre de pouvoir diélectrique k' et d'épaisseur variable l , a pour capacité :

$$C_a = C_0 \frac{\frac{k}{k'} l_a}{l + \frac{k}{k'} l_a},$$

C_0 étant la capacité du condensateur lorsque la couche gazeuse d'épaisseur fixe reste seule.

En assimilant le tube à azote, lorsque le gaz est illuminé par la décharge, à un tel condensateur, on est conduit à prendre égal à 2,3

le rapport du pouvoir diélectrique du gaz du capillaire à celui du gaz contenu dans les chambres.

Considérons maintenant un condensateur de capacité C chargé au potentiel V et associons en surface ce condensateur à un autre condensateur de capacité C_a non chargé, le nouveau condensateur se trouvera alors chargé au potentiel V_1 tel que :

$$V_1 = V \frac{C}{C + C_a}.$$

Supposons qu'on relie ce nouveau condensateur à un circuit oscillatoire, et ayant la propriété de transformer l'énergie en diminuant la charge d'une quantité constante ; à chaque oscillation simple, le nombre d'oscillations possible n sera donné, d'après les formules (1) et (2), par la formule :

$$n = \frac{V_1}{V_a} \frac{C}{C + C_a}$$

dans laquelle V_1 représente la différence de potentiel, aux extrémités du circuit, au début de la décharge.

Enfin, si nous tenons compte de ce fait que la décharge s'arrête au potentiel V_i , et si nous supposons que la capacité du deuxième condensateur passe de C_a à 0 après la décharge, nous aurons :

$$n = \frac{V_1 - V_2}{V_a},$$

V_1 et V_2 étant la différence de potentiel entre les électrodes au commencement et à la fin de la décharge.

Cette dernière formule se trouve donc être la formule (1) transformée dans l'hypothèse où le tube spectral acquiert, en régime de décharge, la capacité C_a .

Cette hypothèse étant admise, on peut dire :

Un tube spectral transforme l'énergie de telle manière que, dans la décharge oscillante d'un condensateur, la charge est diminuée, à chaque oscillation simple, d'une quantité constante, quelle que soit la période de l'oscillation.

Ce résultat est à rapprocher des conclusions de M. Chassy⁽¹⁾ pour les tubes à effluves.

(1) *J. de Phys.*, 1912, p. 826.

Construisons la courbe $V_2 = V_m^2 \sin \omega t$, le temps t étant porté en abscisses, le carré du potentiel en ordonnées, et donnons successivement, pour chaque boucle, à V_m les valeurs :

$$V_m, \quad (V_m - V_a) \dots (V_m - nV_a).$$

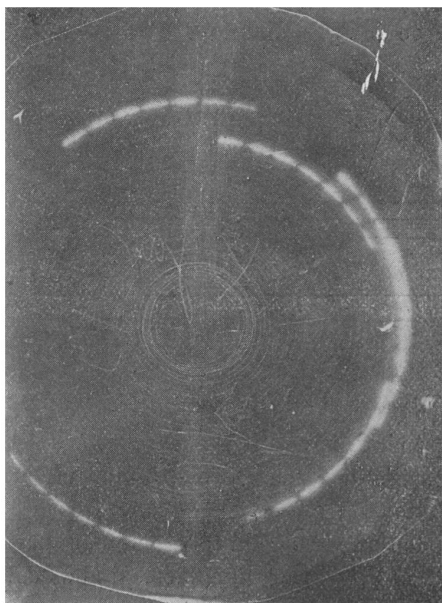


FIG. 3. — Décharge oscillante dans un tube d'hélium.

E, 17 janvier 1913; — $V = 8035$; — $G = 0,060$; — $L = 0,060$; — $n = 7,0 - 1$ 2 période d'oscillation $\frac{T}{2} = 18,8 \times 10^{-6}$ seconde; — $\frac{T}{2}$ calculé = $19,1 \times 10^{-6}$

Traçons les deux droites représentées par $V^2 = V_s^2$ et $V^2 = V_i^2$ et ne conservons de la courbe que les boucles partant de la première droite et aboutissant à la seconde en passant au-dessus de celles-ci (c'est-à-dire les portions de courbes marquées en traits pleins sur la figure 4. Considérons cette courbe comme une courbe représentative d'éclat lumineux et projetons-la sur un ruban en donnant à celui-ci une teinte proportionnelle aux ordonnées; ce ruban représente toutes les particularités des épreuves photographiques obtenues; l'intervalle obscur BC va en augmentant de durée, l'intensité d'une composante est plus grande au commencement qu'à la fin; le

maximum d'intensité est, dans chaque composante, entre le commencement et le milieu ; les composantes décroissent en intensité de la première à la dernière.

Cependant cette courbe n'est qu'une première approximation et ne peut pas être la courbe exacte, puisqu'elle ne rend pas compte du fait que l'énergie potentielle du condensateur est transformée pendant toute la durée de l'illumination.

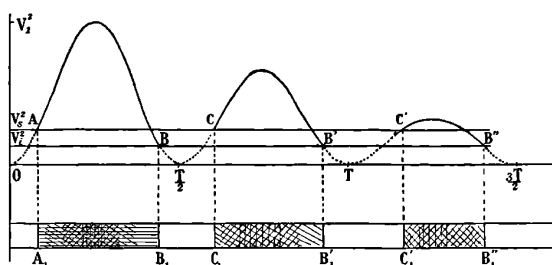


FIG. 4.

Dans le cas général, par suite des arrêts variables de l'illumination entre les oscillations successives, il faudrait suivre boucle par boucle la variation du potentiel, aucune formule algébrique ne m'ayant permis de représenter un tel phénomène ; mais, dans le cas, réalisable, où V_s et V_i sont négligeables, si nous considérons la formule :

$$V = (V_1 - vt) \sin \omega t,$$

dans laquelle ω est la fréquence, V_1 la différence de potentiel aux électrodes au début de la décharge et v une constante ayant pour valeur :

$$v = \frac{2V_a}{T},$$

V_a étant une constante absolue du tube et T la période, cette formule représente bien toutes les particularités de la décharge oscillante dans un tube spectral.

Expérimentalement, la valeur de la période T a été trouvée en accord avec la formule :

$$T = 2\pi \sqrt{LC},$$

la résistance R étant toujours négligeable, sauf, pour une série de

mesures faites avec un tube à hydrogène où ce gaz était particulièrement pur, pour lesquelles il faut doubler la valeur de L pour obtenir l'accord. Lorsque le gaz de ce tube s'est trouvé mêlé avec des impuretés dégagées par les électrodes, cette particularité ne s'est plus reproduite.

Dans les recherches faites sur un tube à hélium, où la valeur de V_a était très faible, les effets de la résistance du circuit n'étant plus négligeables, la formule (1) ne s'applique pas, mais j'ai pu calculer encore n à l'aide de la formule empirique suivante :

$$V_a = V \left(\frac{C}{C + C_a} \right) e^{-(n-1)k \frac{T}{2}} - (n - 1) V_a,$$

qui se déduit de :

$$V = (V_1 e^{-kt} - vt) \sin \omega t,$$

V_1 étant la différence de potentiel aux électrodes au début de la décharge, et V celle auquel le condensateur était chargé.

Nous avons trouvé $V_a = 940$ volts, $v = \frac{2V_a}{T}$ et $K = \frac{2M}{T}$, M étant fonction de la résistance R du circuit extérieur.

Le tableau suivant montre la concordance entre les différences de potentiels mesurées et calculées.

TABLEAU IV

n	$M = K \frac{T}{2}$	R en ohms	V calculé	V observé	Différence	Erreur 0 0
10	0,030	40,4	12 660	12 850	- 190	1,5
9	»	»	11 060	10 735	+ 325	3,0
7	»	»	8 100	8 035	+ 65	0,8
5	»	»	5 450	5 360	+ 90	1,6
3	»	»	3 080	3 100	- 20	0,6
11,0	0,019	4,9	12 900	12 900	0	0
10,5	»	»	12 700	12 900	- 200	1,9
10,0	»	»	12 700	12 900	- 200	1,3
8,0	»	»	8 890	8 400	+ 490	5,8
6,0	»	»	6 420	6 450	- 30	0,5

c Décharge continue. — Le dispositif employé nous a permis de mesurer la durée totale de l'illumination continue obtenue en déchargeant, dans le tube spectral, un condensateur de capacité C chargé au potentiel V par l'intermédiaire d'une résistance à eau R .

Le temps nécessaire pour qu'une semblable décharge abaisse, dans

un circuit métallique, de V à V_i le potentiel de charge du condensateur est :

$$t = CR \log_{\text{nep}} \frac{V}{V_i}$$

Cette formule s'applique aux résultats trouvés en lui donnant la forme :

$$t = (C - C_a) \rho R \log_{\text{nep}} \frac{V}{V_i},$$

où C_a et ρ sont des constantes pour un tube déterminé.

Les constances trouvées pour divers tubes sont données par le tableau V. :

ρ est constant pour le tube d'azote, quelle que soit la distance explosive.

TABLEAU V

Constantes employées dans le calcul de la durée de la décharge continue

Tube employé	Distance explosive l	C_a	V_i	ρ	
Hydrogène du formiate de potasse.....	20,5	0,007	1 900 ^v	1,46	Décharge principale V_i correspond à la valeur calculée par : $V_i = 1\ 450^v + 46^v,3l$
Même tube modifié par de violentes décharges	20,5	0,001	1 900	1,72	
Hélium.....	22 ^c	0,002	3 700	3,7	
Azote.....	11,9	0	2 000	1,64	
	17,0	»	2 200	»	
	21,6	»	2 450	»	
	25,0	»	2 600	»	
	29,6	»	2 800	»	
	37,6	»	3 200	»	

Les phénomènes électriques ne sont perceptibles à nos sens que par les transformations d'énergie qu'ils produisent, aussi a-t-on souvent, pour les mieux définir, employé des comparaisons entre leurs effets et ceux produits par des phénomènes hydrauliques ou mécaniques.

On peut établir une comparaison du même genre entre la décharge d'un condensateur dans un tube spectral et un dispositif hydraulique relativement simple.

Supposons le condensateur remplacé par un tube en U (fig. 5) à moitié rempli de mercure et fermé aux deux extrémités. Par une tubulure (a) munie d'un robinet, comprimons de l'air dans une des

branches (A) jusqu'à la pression P_0 , la tubulure de l'autre branche (a') étant ouverte. Fermons les robinets a et a' , relierons maintenant les deux branches A et B par une canalisation munie :

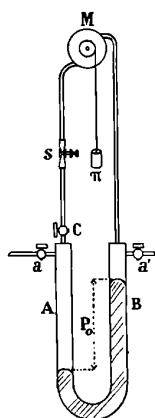


FIG. 5.

- 1° D'un robinet (C), l'interrupteur;
- 2° D'une soupape (s) ayant la propriété de s'ouvrir à la pression P_s et de se fermer à la pression P_i ⁽¹⁾ (effets diélectriques du tube);
- 3° D'un moteur M) pouvant remonter un poids (π) lorsque l'air circule dans la canalisation (effets de transformation de l'énergie dans le tube spectral).

Ouvrons C; si la résistance de la canalisation est très forte, le mercure s'abaissera lentement dans la branche B jusqu'à ce que la différence de niveau soit P_i ; on se trouvera en présence d'un phénomène comparable à la décharge continue. Le condensateur restera chargé à la pression P_i .

Si la résistance de la canalisation est faible, le mercure s'abaissera rapidement, dépassera la position d'équilibre et oscillera. Par suite du jeu de la soupape s , le moteur marchera d'une façon intermittente pendant tout le temps où la pression de l'air dans A ou B sera comprise entre P_s et P_i , remontant le poids d'une hauteur plus petite à chaque oscillation.

¹ Un tube de caoutchouc serré par une pince de Mohr possède ces propriétés pour les liquides.

Le condensateur restera chargé à une pression inférieure à P_s , et la marche de l'appareil sera tout à fait comparable à la décharge oscillante d'un condensateur dans un tube spectral.

Dans le tube à hélium employé, qui contient du néon, la décharge se compose de deux parties : une première trainée intense, nettement limitée (décharge principale), continuée par une autre beaucoup plus faible, et dont la fin est extrêmement peu lumineuse.

Au dessous de 3 700 volts, la deuxième décharge (décharge secondaire) se produit seule.

Il y a parfois des interruptions dans la décharge ; celle-ci s'arrête pour reprendre un instant après et se terminer.

Les deux parties réunies ont la même durée que lorsqu'il n'y a pas d'arrêt ; la même particularité se produit parfois dans la décharge oscillante.

Ce phénomène me paraît attribuable à l'effet qui produit le retard à l'étincelle.

CONCLUSIONS.

En résumé, nous avons constaté les faits suivants :

1° La décharge s'opère dans un tube spectral entre deux potentiels : la limite supérieure et la limite inférieure de rigidité diélectrique ;

2° Tout se passe comme si le tube spectral avait une capacité apparente très forte en régime de décharge et par conséquent comme si le pouvoir diélectrique du gaz illuminé était considérable ;

3° Lorsque la décharge est oscillante, la dépense d'énergie qui se produit dans le tube spectral est telle que la charge du système est abaissée d'une quantité constante par oscillation, quelle que soit la période, cette quantité étant proportionnelle à la distance explosive :

4° Lorsque la décharge est continue, tout se passe comme si l'on se trouvait en présence d'un circuit métallique dont la résistance serait égale à celle employée multipliée par un coefficient constant ;

5° Un tube spectral est donc, au point de vue des décharges, caractérisé par cinq constantes :

La limite supérieure de rigidité diélectrique, V_s ;

La limite inférieure de rigidité diélectrique, V_i ;

La capacité apparente, C_a ;

Le potentiel dont s'abaisse la charge dans le cas de la décharge oscillante, V_a ;

Le coefficient de résistance, ρ .

Relation avec les effets spectraux. — Les constatations précédemment exposées permettent de déterminer la quantité moyenne d'énergie dépensée dans un tube spectral par unité de temps :

$$(\rho - 1) \frac{C (V^2 - V_i^2)}{t} \text{ pour la décharge lente ;}$$

$$\frac{C (V^2 - V_i^2)}{nT} \text{ pour la décharge oscillante.}$$

Si nous prenons pour exemple le tube d'hydrogène étudié, nous trouvons :

Avec la décharge continue, la quantité moyenne d'énergie utilisée par seconde a été comprise entre 300 et 3600 joules. On observe dans ce cas le spectre de lignes de l'hydrogène (série stellaire) à raies fines;

Avec la décharge oscillante, cette valeur a été comprise entre 8 000 et 32 000 joules, et les raies de l'hydrogène ont été observées légèrement diffuses et d'autant plus diffuses que l'énergie dépensée par seconde est plus grande.

Enfin cette quantité d'énergie est plus grande que $8,2 \times 10^{14}$ joules, dans le cas de la décharge brusque avec laquelle nous avons observé, pour l'hydrogène, un spectre continu avec maxima, à l'emplacement des raies de la série stellaire.

Nous pensons avoir le droit de conclure, de l'ensemble des recherches faites, que le spectre que donne un tube spectral dépend uniquement de la quantité d'énergie transformée dans celui-ci par unité de temps, et nous venons de donner les moyens de déterminer cette valeur.

**ÉLECTROMÈTRE A LECTURES ET A INDICATIONS DIRECTES
DESTINÉ A LA MESURE DE TRÈS FAIBLES COURANTS (1);**

Par M. B. SZILARD.

Il y a déjà plusieurs années que je cherche à construire un électromètre (2) destiné à la mesure de courants très faibles, électromètre qui puisse servir à l'improviste et sans système de lecture à miroir ou à microscope à n'importe quelle mesure, sans réglages, calculs ou étalonnage préalables, de la même façon qu'un ampèremètre sert par exemple avec son aiguille rigide et son cadran fixe gravé à la mesure de l'intensité d'un courant.

La grande difficulté de réalisation d'un tel appareil réside évidemment dans le fait que les forces en jeu sont excessivement faibles (au moins 10⁶ fois plus faibles que celles employées dans les plus sensibles des instruments à aiguille indicatrice) pour faire déplacer une aiguille rigide d'une certaine longueur.

Pour arriver au but, il importait surtout : 1° d'obtenir une force antagoniste constante ; 2° de réduire à presque rien la capacité électrique ; 3° d'obtenir des déplacements d'aiguille aussi grands que possible sous une influence statique faible ; 4° de diminuer à l'extrême le poids des organes mobiles ; 5° de permettre à l'aiguille de se déplacer dans le voisinage direct d'une échelle fixe.

Comme système de mesure, je me suis arrêté à un système de rotation autour d'un axe. Ce système est de ceux qui donnent la plus grande sensibilité. Pour avoir une capacité aussi faible que possible, je n'ai employé qu'une seule pièce circulaire fixe (un seul élément du cadran, un *monans*) destinée à porter la charge électrique, toute la partie mobile étant reliée constamment au sol.

Comme force antagoniste, j'emploie la flexion d'un spirail très fin ; celui-ci constitue un couple antagoniste, beaucoup plus constant et sûr que la torsion d'un fil, et est en tout cas, comme organe, d'un emploi plus pratique que ce dernier, car il est bien moins encombrant.

Par réduction successive du poids des organes, j'ai pu réaliser un mouvement avec axe (celui-ci ne pèse que 0^{gr},002) et pivots.

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 20 juin 1913.

(2) C. R., novembre 1909, mars 1913, novembre 1913.

Description. — L'appareil ⁽¹⁾ ne porte qu'un seul « cadran » (fig. 1 et 2) constitué par une paire de secteurs et soigneusement isolés. Un pont PP maintient le petit axe X entre deux rubis. Cet

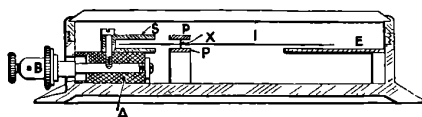


FIG. 1.

axe porte en son milieu une aiguille I d'une longueur totale de 55 millimètres environ et dont l'une des ailes a la forme circulaire, l'autre étant droite et pointue. Un spiral plat fixé sur l'axe X sert de

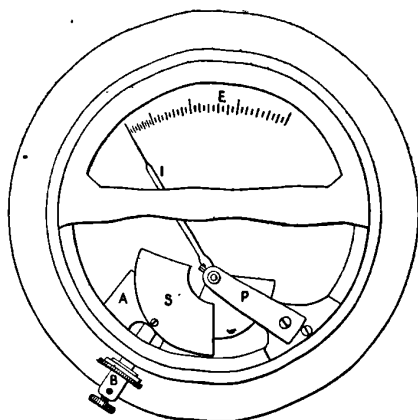


FIG. 2.

couple antagoniste. Dans la position de repos, l'aiguille n'est que très légèrement engagée entre les deux secteurs du cadran. Ces secteurs sont en acier trempé et aimanté, et constituent le système d'amortissement. Par contre, à part ces secteurs, il n'y a aucun organe de l'appareil qui soit construit en matière magnétique.

Montage. — L'ensemble de l'aiguille, du système chargé et de l'isolant, est enfermé dans une cage métallique très plate, et il ne sort de la cage (par une petite ouverture pratiquée sur la paroi de

¹ Construit par la Société d'Appareils de Mesures.

l'appareil) qu'une tige reliée électriquement au secteur ; l'isolant A est monté de telle façon qu'il est impossible de le toucher ; il n'est même pas visible de l'extérieur, de sorte qu'il est protégé contre toutes les détériorations pouvant provenir de l'humidité, de la poussière ou de la lumière. La tige B reliée au secteur S et sortant de la cage porte un petit chapeau métallique coulissant qui permet de fermer l'appareil lorsqu'on ne s'en sert pas et de protéger ainsi parfaitement l'intérieur en même temps qu'il relie le secteur à la cage. La tige B porte en outre à son extrémité une petite borne permettant de fixer le fil conducteur venant de la source électrique.

La plaque métallique qui couvre par en haut le mécanisme offre la protection électrostatique nécessaire. Une petite borne fixée sur la cage permet de relier celle-ci au sol. L'aiguille se déplace le long et dans le voisinage direct d'une échelle circulaire fixe E, offrant comme système de lecture exactement le même aspect qu'un voltmètre ordinaire. Les dimensions de l'appareil sont réduites à un diamètre de 10 centimètres et à une hauteur de 2^{cm},5.

L'appareil ainsi monté est aussi robuste qu'un voltmètre ordinaire ; son aiguille étant excessivement légère ne nécessite même pas de calage et, comme elle *ne porte pas de charge*, elle ne peut pas être dérégulée par une fausse manœuvre.

Sensibilité. — Tout en conservant le même montage, l'appareil peut être construit pour différentes sensibilités. Le modèle courant a une capacité moyenne de 6 U. E. S. et une étendue d'échelle de 100 à 300 volts (gravés de 2 volts en 2 volts directement sur son cadran) correspond à 90° ; en intercalant entre la borne B et la source électrique à mesurer un condensateur à air, on peut mesurer des potentiels absolument quelconques jusqu'à 1 000, 10 000, 50 000 volts ou plus.

L'intensité du courant utile pour les mesures est de l'ordre de 10⁻¹¹ ampère.

Dans le modèle destiné à la mesure de faibles voltages (jusqu'à 300 volts), *l'aiguille est complètement amortie*. L'appareil permet des observations de voltage avec une précision de un pour cent.

L'équilibrage de l'aiguille est si parfait que le même appareil peut fonctionner dans toutes les positions, horizontalement ou verticalement, sans que ses indications changent.

1° Une démonstration curieuse de ce fait consiste à charger l'appareil avec un morceau de cire à cacheter et de le tourner ensuite

autour de son axe horizontal, puis autour de son axe vertical; l'aiguille garde sa place quelle que soit l'inclinaison de l'appareil.

La courbe (fig. 3) donne l'allure des déviations en volts en fonction des degrés d'arc.

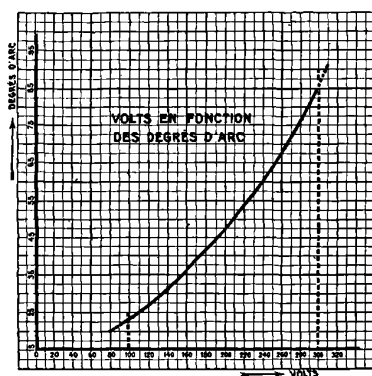


FIG. 3.

L'échelle étant fixe et la capacité de l'instrument étant connue, il est très facile de transformer les indications de voltage en indications de quantités d'électricité, s'il y a lieu.

Emploi. — Cet appareil remplace très avantageusement à la fois les électroscopes et les voltmètres statiques dans toutes leurs applications ainsi que les électromètres dans beaucoup de cas et peut servir, grâce à sa sensibilité, à toutes observations d'électricité atmosphérique ou de courants d'ionisation et à toutes mesures de faible conductibilité, de capacité, etc., à la mesure d'intensité de faibles courants en général, de même qu'à toutes mesures de potentiel d'un courant quelconque. Il m'a permis, entre autres, la détermination de la charge due au frottement des isolants.

Sa commodité de lecture et sa robustesse permettent de l'employer dans des conditions défavorables où la mesure à l'aide d'autres appareils serait impossible.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CLVII, n^{os} 21, 22, 23, 25, 26 ; novembre-décembre 1913.

A. MUNTZ et H. GAUDECHON. — Contribution à l'étude des argiles. — P. 968.

Séparation par la gravité et par transport électrique. Dans le premier cas, ce sont les particules les plus grosses qui tombent le plus vite ; dans le deuxième, ce sont au contraire les particules les plus fines qui tombent le plus vite.

A. VERSCHAFFEL. — Remarques sur la communication de MM. A. Claude et L. Driencourt concernant un nouveau « micromètre impersonnel à coïncidence ». — P. 975.

Avec ce nouveau micromètre, l'auteur montre qu'il existe tout de même plusieurs causes d'équation personnelle. L'instrument sera très difficile à construire et son emploi sera laborieux.

R. FORTRAT. — Groupements des raies réels ou apparents dans les spectres de bandes. — P. 991.

Aux deux points de vue qualitatif et quantitatif, les simplifications des bandes se produisent comme si les doublets ou les triplets étaient émis par des systèmes à deux ou à trois degrés de liberté entre lesquels existerait comme liaison un frottement proportionnel au champ magnétique. Cette simplification se produit également sur les groupements réguliers et anormaux, mais pour ces derniers la sensibilité est variable et plus grande, tandis que tous les triplets de la bande verte du carbone et des bandes de l'air ont la même sensibilité au champ magnétique.

Pour le troisième groupe de l'air, on ne peut énoncer pour les bandes une règle analogue à celle de Prestor ni mettre en évidence les liaisons successives par l'étude magnétique.

L. MARGAILLAN. — Sur la neutralisation de l'acide chromique. P. 994.

Entre une électrode de Pt saturée d'H et une solution conductrice,

où plonge en partie cette électrode, il existe la différence de potentiel

$$E = A \log C_H$$

(C_H , concentration en ions H dans la solution, c'est-à-dire son acidité réelle). D'où une méthode pour la mesure de cette acidité. Avec la solution d'acide chromique, neutralisée progressivement, on obtient deux paliers correspondant à la première et la seconde fonction acide.

ANDRÉ BROCA et CH. FLORIAN. — Niveau pratique à bain de mercure amorti. — P. 1044-1047.

L'amortissement est obtenu en recouvrant le mercure de glycérine. Pour éviter que ce dernier liquide ne forme des fils, les deux corps remplissent complètement une boîte dont le fond métallique est ondulé comme celui d'un baromètre anéroïde, dont la flexibilité permet d'employer l'appareil entre -25 et $+60^\circ$. La partie supérieure de la boîte est une glace dont la face inférieure est en contact avec la glycérine et sur l'autre côté de laquelle est collé un objectif dont l'axe optique est réglé par autocollimation à être perpendiculaire au niveau du mercure. Dans de bonnes conditions, la verticalité de cet axe est assurée à une fraction de seconde.

On peut appliquer cet appareil à la séismographie, à l'étude des perturbations de la verticale, à des usages astronomiques.

A. KORN. — Sur l'origine du magnétisme terrestre. — P. 1059-1060.

La Terre serait soumise à des variations de volume périodique de haute fréquence provoquant une pulsation dans la vitesse de rotation, pulsation correspondant dans les théories de l'auteur à un champ magnétique engendré par des particules magnétiques dont l'axe est devenu parallèle à l'axe de rotation de la Terre. Cette orientation des particules magnétiques est d'ailleurs la résultante des actions exercées pendant un temps extraordinairement grand. Ainsi s'explique le parallélisme approximatif de l'axe des pôles et de l'axe magnétique.

F. CROZE. — Sur les particularités du phénomène Zeeman dans les spectres de série de l'oxygène et de l'hydrogène (1). — P. 1061-1063.

Alors que le triplet 3947 de l'oxygène se comporte dans un champ magnétique exactement de la même façon quand le tube de Geissler où se produit la décharge est placé parallèlement aux lignes de forces ou perpendiculairement, la raie H_{α} de l'hydrogène donne, quand le tube est placé parallèlement aux lignes de force du champ magnétique, un triplet de polarisation et d'écart normaux ; quand, au contraire, le tube est perpendiculaire à l'axe de l'électro, la composante centrale du triplet n'est pas complètement polarisée. Cette variation de l'effet Zeeman n'a été observée que dans le spectre de séries de l'hydrogène.

A. COTTON, H. MOUTON et P. DRAPIER. — Propriétés optiques d'une liqueur mixte soumise à la fois au champ électrique et au champ magnétique. — P. 1063-1065.

Influence de la grosseur des particules sur les propriétés électro- et magnéto-optiques d'une liqueur mixte. — P. 1519-1522.

Des particules ultramicroscopiques de benzoate de calcium en suspension dans l'aniline réalisent une liqueur mixte présentant des phénomènes de biréfringence électrique et magnétique. La biréfringence observée quand on fait agir simultanément le champ électrique et le champ magnétique n'est pas la somme des deux biréfringences particulières. Cela est en accord avec les prévisions théoriques ². Les écarts avec la loi d'additivité sont d'autant plus nets que les particules sont plus grosses. On ne pourrait les mettre en évidence sur les molécules mêmes, ainsi que l'a montré Pockels (3), qu'avec des champs magnétiques bien supérieurs aux champs actuels.

G. RIBAUD. — Étude quantitative de l'absorption de la lumière par la vapeur de brome dans l'ultra-violet. — P. 1065-1068.

Procédé de mesure des coefficients d'absorption dans l'ultra-violet

(1) Voir *J. de Phys.* : Classifications des Spectres ; série p, t. III, 1913.

(2) A. COTTON, *C. R.*, CLV (1912), 5. 1232.

(3) POCKELS, *le Radium*, X (1913), p. 152.

excluant toute hypothèse reliant le noir du cliché à l'intensité lumineuse. Les résultats expérimentaux montrent que, pour le brome, la théorie cinétique de l'absorption est fautive quand il s'agit de larges bandes ; elle semble rendre compte des faits pour les raies fines.

L. DUNOYER. — Expérience de résonance optique sur un gaz à une dimension. L'amortissement des vibreurs lumineux. — P. 1068-1070.

Un flux de molécules de vapeur de sodium, invisible par lui-même, est mis en évidence par la luminescence qu'y excite un faisceau de lumière sodée ; si la lumière tombe sur une tranche du faisceau, cette tranche est seule à s'illuminer, ce qui est en accord avec la théorie de Drude relative à l'amortissement des centres d'émission.

G. MOREAU. — Sur les couples à deux flammes. — P. 1070-1072.

Deux flammes Bunsen au contact renferment chacune une électrode de platine ; l'une des flammes est chargée d'une vapeur saline. Si l'autre est pure, on observe un courant transportant les ions négatifs de la flamme concentrée vers la flamme diluée. La formule de Nernst relative aux solutions électrolytiques :

$$E = k \log \frac{c_1}{c_2},$$

se vérifie convenablement.

Une des électrodes de platine peut être recouverte d'un oxyde alcalino-terreux. Les phénomènes, un peu plus compliqués, concordent avec la théorie.

R. BOULOUCH. — Systèmes de dioptrés optiques centrés ; stigmatismes ordinaire et aplanétisme. — P. 1072-1074.

Résultats mathématiques.

E. ARIÈS. — Sur les lois du déplacement de l'équilibre chimique à température ou à pression constante. — P. 1074-1077.

Démonstration thermodynamique des lois de Van t'Hoff et de Le Châtelier.

H. DESLANDRES et V. BURSON. — Action du champ magnétique sur les raies de séries arithmétiques dans une bande du gaz de l'éclairage. Variation avec le numéro des raies et l'intensité du champ. — P. 1105-1111.

Étude de la bande 3889 de la combustion du gaz d'éclairage placée dans un champ magnétique. Cette bande offre une belle série arithmétique où toutes les raies sont divisées ou déplacées de la même manière par le champ, la grandeur des divisions ou des déplacements étant seulement variable d'une raie à l'autre. De plus deux séries de raies présentent, à mesure que l'on va vers la queue de la bande, une inégalité croissante de la composante rouge par rapport à la composante violette, de sorte qu'avec une pose assez faible, seules apparaissent les composantes fortes ; les doublets se simplifient dans le champ magnétique, et cela d'autant mieux que le champ est plus fort ; dans les champs faibles, au contraire, les doublets s'élargissent.

G. GOUY. — Sur l'absence de réfraction sensible dans l'atmosphère du Soleil
P. 1111-1114.

Critique de la théorie du Soleil de W.-H. Julius. Une atmosphère terrestre susceptible de produire la même réfraction qu'une atmosphère solaire contiendrait si peu de sodium qu'il n'y aurait aucune dispersion anormale possible ; une telle dispersion anormale est donc possible sur le Soleil.

MAURAIN et DE MOISMOND. — Mesures comparatives du frottement de l'air sur des surfaces de nature différentes. — P. 1127-1130.

VICTOR VALCOVICI. — Sur la résistance hydrodynamique d'un obstacle dans un mouvement avec des surfaces de glissement. — P. 1131-1132.

Indication de résultats mathématiques.

M. BRILLOUIN. — Propagation du son dans un fluide hétérogène non absorbant
P. 1135-1138.

Théorie mathématique.

ÉDOUARD GUILLAUME. — La vitesse de la lumière et le principe de Carnot.
P. 1138-1140.

Théorie mathématique. La théorie de la lumière de Ritz est en contradiction avec le principe de Carnot.

P. VAILLANT. — Sur la capacité de polarisation d'une électrode soumise à une force électromotrice alternative et sur un procédé pour la déterminer. — P. 1141-1143.

Détermination de la capacité électrode-électrolyte au moyen d'un pont de Wheatstone à capacités dont on constate l'équilibre au moyen d'un électromètre monté hétérostatiquement. La capacité de polarisation part d'une valeur très élevée pour une polarisation nulle, décroît rapidement jusqu'à un minimum, puis croît rapidement. Son ordre de grandeur est de 10 microfarads par millimètre carré pour une différence de potentiel de 0,5 volt entre électrodes de platine et solution normale de NaCl.

G. FOEX. — Les champs moléculaires dans les cristaux et l'énergie au zéro absolu. — P. 1143-1148.

Oosterhuis ¹⁾ attribuait les écarts de la loi de Curie aux basses températures à une énergie cinétique de rotation subsistant au zéro absolu. G. Foex montre, en s'appuyant sur les théories de P. Weiss, que des champs moléculaires, se superposant aux phénomènes cristallins, suffisent à rendre compte des écarts de la loi de Curie.

E. TASSILLY. — Détermination de la vitesse de formation des composés diazoïques. — P. 1148-1150.

La vitesse de diazotation, déterminée par la variation d'absorption de la solution de matière colorante obtenue en copulant le diazoïque avec un phénol, est, dans le cas de l'aniline et de l'acide nitreux, représentée par :

$$\frac{dx}{dt} = k(100 - x)^2.$$

¹⁾ *Phys. Zeit.*, 13 septembre 1913.

A. DE GRAMONT. — Sur le spectre de bandes de l'aluminium et sur sa présence dans le spectre de flammes de certains minéraux. — P. 1364-1368.

Le minéral pulvérisé est introduit dans une flamme oxyacétylénique. Les composés oxygénés donnent seulement deux raies ultimes (3944,2 et 3961,7); les composés non oxygénés donnent, outre ces deux raies, un spectre de bandes, dont l'auteur en indique une comme nouvelle. Indication des divers minéraux étudiés.

TH. DE DONDER. — Sur le mouvement de la chaleur dans un corps athermane. P. 1400-1403.

Théorie mathématique.

J.-M. CRAFTS. — Comparaison générale des tensions de vapeur. — P. 1403-1404.

D'après l'auteur, on a la relation (vérifiée à 10 0/0 près) :

$$T - T' = [T'' - T'''] C;$$

T et T', points d'ébullition d'une substance sous les pressions P et P'; T'' et T''', points d'ébullition sous les mêmes pressions d'une substance étalon (la naphthaline est recommandée); C, constante pour toutes les températures.

Il faut ajouter un terme correctif pour divers corps.

WEISS. — Sur le champ moléculaire et une loi d'action en raison inverse de la sixième puissance de la distance. — P. 1405-1408.

Si on pouvait étudier une substance à toutes les densités, on posséderait la loi de variation des actions produisant le champ moléculaire. Or, si la constante N de ce champ suit une loi linéaire (ce qui est le cas de l'alliage nickel-cobalt), le champ moléculaire est une fonction de degré — 6 des distances moléculaires; il ne peut donc être ni électrostatique, ni magnétique; les actions entre molécules sont d'un type nouveau et de nature inconnue.

P. SÉLÉNYI. — Sur l'existence et l'observation des ondes lumineuses sphériques inhomogènes. — P. 1408-1410.

Théorie mathématique établissant l'existence de telles ondes dans le cas où la lumière passe dans un milieu plus réfringent. Expérience de vérification.

G. SAGNAC. — Sur la preuve de la réalité de l'éther lumineux par l'expérience de l'interféromètre tournant. — P. 1410-1413.

Expériences faites au moyen de l'appareil décrit (*C. R.*, CLVII, p. 708). L'effet prévu est bien égal à l'effet observé. (Ce vol., p. 177.)

M. DE BROGLIE. — Enregistrement photographique continu des spectres des rayons de Röntgen ; spectre du tungstène. Influence de l'agitation thermique. — P. 1413-1416.

Application de la méthode précédemment décrite ⁽¹⁾. Les spectres obtenus sont bien caractéristiques des anticathodes employées. Les maximums de diffraction ont une netteté indépendante de la température, ce qui est en accord avec la théorie de Debye ⁽²⁾ ; l'intensité de ces maximums varie plus lentement que ne l'indiquerait cette théorie ; mais les divergences sont peut-être explicables.

F. BOURRIÈRES. — Sur l'observation du mouvement brownien aux grossissements linéaires supérieurs à 20.000. — P. 1416-1417.

Dispositif ultramicroscopique : l'oculaire du microscope d'observation est remplacé par un microscope complet.

V. SCHAFFERS. — La loi des courants de lueur dans les champs cylindriques. — P. 1417-1419.

On arrive à la loi :

$$i = \frac{kl}{2} \left[\frac{V - V_c}{b \log \frac{b}{a}} \right]^2$$

¹⁾ *C. R.*, 17 novembre 1913. Voir *J. de Phys.*, févr. 1914.

⁽²⁾ *Berichte deutschen physikalischen Gesellschaft*, 1913, n° 15, 16, 17.

pour un condensateur de longueur l , dont l'armature externe a un rayon b , et dont a est le rayon de l'armature interne augmenté de la distance d'ionisation.

M. GOMPEL et VICTOR HENRI. — Absorption des rayons ultra-violetés par les alcaloïdes du groupe de la morphine et par le phénanthrène. — P. 1422-1425.

Courbes représentatives.

CHARLES STACKLING. — Sur une prétendue séparation du radium D d'avec le plomb dans le plomb actif au moyen de la réaction de Grignard. — P. 1430-1432.

Expériences infirmant celles d'autres auteurs.

PAUL GAUBERT. — Sur les cristaux liquides mixtes. — P. 1446-1448.

L'addition d'une substance optiquement positive à un corps négatif très biréfringent comme le cyanbenzalamino-cinnamate d'amyle n'augmente pas nécessairement la biréfringence de ce dernier; résultat opposé à celui qu'avait obtenu l'auteur avec des liquides non miscibles en toutes proportions [*C. R.*, CLIII (1911), p. 573 et 1158].

JEAN POUQUET, EMILE SEGOL et JOSEPH. — Variation de la force électromotrice d'un élément Weston sous l'action de la lumière ultra-violette. — P. 1522-1525.

Les rayons ultra-violetés diminuent la force électromotrice d'un Weston; leur action, qui semble être indépendante de la température et due à un effet polarisant gêné par la lumière, étant supprimée, la force électromotrice remonte lentement jusqu'à sa valeur première.

PAUL GAUBERT. — Sur les modifications de forme des cristaux de quelques corps colorés artificiellement pendant leur accroissement. — P. 1531-1533.

Les matières étrangères (colorants...) modifient le faciès du cristal et semblent provoquer la formation de macles.

G. FRIEDEL.— Sur les symétries cristallines que peut révéler la diffraction des rayons de Röntgen. — P. 1533-1536.

Les radiogrammes ne peuvent révéler l'absence de centre, mais seulement la parahémiédrie. Tableau indiquant la symétrie qui peut être révélée pour chacune des 32 symétries cristallines.

A. FOCH.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XXVI ; novembre et décembre 1913.

A. RIGHI. — Nouvelles expériences sur l'anode virtuelle dans les tubes à rayons magnétiques. — P. 848-857.

Pour expliquer la formation de l'anode virtuelle, M. Righi admet que les couples ions-électrons sont constamment détruits par les collisions moléculaires ; il se forme de nouveaux doublets, mais on en trouve de moins en moins à mesure qu'on avance dans la région où le champ décroît. Les produits de la scission sont amenés par leur vitesse vers le milieu du tube que les électrons atteignent plus facilement, tandis que les ions positifs s'arrêtent en chemin.

MM. More et Rieman avaient annoncé qu'il ne se produisait d'anode virtuelle que dans les mélanges gazeux contenant de l'azote ; M. Righi, qui a répété leurs expériences, attribue cet insuccès à la forme et aux dimensions de leurs tubes ; il faut aussi, pour obtenir un résultat positif, une certaine pression, une certaine intensité de courant, un certain champ magnétique. D'autre part, des gaz différents peuvent donner des doublets de caractère différent. Pour préciser les conditions de l'expérience, l'auteur a construit des courbes ayant pour abscisses les distances de l'anode virtuelle à la cathode et comme ordonnées l'intensité du champ magnétique ; ces courbes diffèrent peu de lignes droites montant dans le sens des abscisses croissantes. Elles s'approchent de l'axe des abscisses quand la raréfaction croît, c'est-à-dire quand les molécules capables d'arrêter les ions positifs sont en effet moins nombreuses.

A égalité de champ magnétique et de pression, l'anode virtuelle se forme très loin de la cathode dans l'hydrogène, moins loin dans l'azote, l'oxygène et l'oxyde de carbone et encore plus près dans l'anhydride carbonique. Les vapeurs d'éther et de chloroforme, même à l'état de traces, suffisent à supprimer le phénomène dans l'oxygène et l'hydrogène. Dans les mélanges, chacun des gaz semble avoir sa part dans le phénomène; en particulier, quand on produit l'anode virtuelle dans l'hydrogène, il faut ajouter beaucoup d'azote pour modifier le phénomène. On ne peut donc pas attribuer la formation de l'anode virtuelle à la présence d'azote dans l'hydrogène, comme l'ont cru More et Rieman; ces auteurs ont employé les décharges d'une bobine d'induction au lieu d'un courant continu fourni par des accumulateurs; de plus, leurs tubes étaient probablement trop courts.

M. Righi rectifie ensuite quelques points de détail et, en réponse à More et Mauchly, indique que, dans les tubes à anode latérale, le potentiel de décharge croît avec le champ.

J.-C. MAC LENNAN et D.-A. KEYS. — Sur la conductibilité électrique prise par l'air liquide sous l'influence des rayons α . — P. 876-894.

Les auteurs trouvent, d'accord avec les autres expérimentateurs, que l'air liquide filtré récemment est un très bon isolant; sa constante diélectrique serait 1,43.

Le courant de saturation produit dans l'air à la pression atmosphérique par absorption complète des rayons α du polonium est 16 fois plus grand que le courant maximum obtenu dans l'air à 101 atmosphères, et il est égal à 576 fois celui qu'on obtient dans l'air liquide sous l'influence de la même radiation.

La mobilité des ions positifs produits par les rayons α dans l'air à 116 atmosphères est 0,000 5294 volt-centimètre-seconde; celle des ions négatifs est 1,18 fois plus grande.

MM. Mac Lennan et Keys ont rencontré, au cours de leurs expériences, une radiation pénétrante; celle-ci se composerait probablement de rayons γ , le dépôt de polonium étant trop âgé pour qu'il pût y avoir encore émission de rayons β (¹).

A. GRUMBACH.

(¹) Voir CHADWICK, *Phil. Mag.*, XXIV, p. 494, 1912; XXV, p. 193, 1913.

R. ROSNI. — Séries de raies dans le spectre du néon. — P. 981-984.

L'auteur a trouvé dans le spectre du néon trois séries de raies. Deux d'entre elles sont des séries de doublets, dans lesquels l'intervalle des composantes est constant tout le long de chaque série et le même pour les deux séries. Elles tendent vers la même limite de convergence, située vers λ 4119,8. Ce sont les deux séries secondaires d'un même groupe, représentées respectivement par les formules suivantes du type de Rydberg :

$$\frac{1}{\lambda} = 24\,271,9 - \frac{109\,675}{(m + 0,97978)^2} \quad (m = 3, 4, \dots, 9),$$

$$\frac{1}{\lambda} = 24\,273,7 - \frac{109\,675}{(m + 0,99327)^2} \quad (m = 3, 4, 5, 6).$$

L'auteur n'a pas trouvé la série principale correspondante.

Dans l'ultra-violet, il a obtenu cinq raies nouvelles peu intenses qui forment une série de raies simples, données par la formule :

$$\frac{1}{\lambda} = 40\,929,1 - \frac{109\,675}{(m + 1,00657)^2} \quad (m = 1, 2, \dots, 5),$$

et comprises entre 2 552,0 et 2 660,0.

Ces séries ne semblent pas correspondre à celles de l'hélium.

ROBERT N. LAWSON. — Les spectres produits dans les tubes de Geissler par les décharges de haute fréquence. — P. 966-984.

L'auteur a étudié systématiquement les spectres de plusieurs gaz produits dans les tubes de Geissler à électrodes externes ou internes, les tubes étant parcourus par les décharges à haute fréquence obtenues au moyen de l'arc Duddell-Poulsen. Dans chaque cas on mesurait les fréquences, le courant et le voltage.

Dans le domaine des fréquences obtenues, de $0,2 \cdot 10^6$ à $1,5 \cdot 10^6$ par seconde, on n'a pu mettre en évidence aucun effet de la fréquence sur le spectre. Avec le dispositif employé, on obtient facilement le spectre de bandes de l'azote, le spectre composé de l'oxygène, les deux spectres rouge et bleu de l'argon, le spectre bleu correspondant aux fortes densités de courant, les deux spectres de l'hydrogène,

mais il n'a pas été possible d'obtenir les spectres élémentaires de l'oxygène et de l'azote. L'auteur déduit de là que l'obtention de ces derniers spectres est déterminée non par la valeur moyenne, mais par la grandeur initiale du courant de décharge pour chaque train d'oscillations.

ARTHUR-W. CONWAY. — Hypothèse électromagnétique sur l'origine des séries spectrales. — P. 1010-1017.

L'auteur cherche à expliquer l'émission des spectres en séries. Il remarque d'abord : 1° que les formules des séries se rapportent aux fréquences de vibrations et non aux carrés des fréquences ; 2° que, contrairement à ce qui arrive dans les systèmes élastiques ou électriques, la fréquence tend vers une limite lorsque croît indéfiniment le numéro d'ordre d'un terme dans la série ; 3° que la quantité de l'énergie rayonnée doit obéir à la loi de Planck.

Pour résoudre le problème, l'auteur part de la conception de J.-J. Thomson d'un atome constitué par une sphère chargée uniformément d'électricité positive et à l'intérieur de laquelle se trouvent un certain nombre d'électrons négatifs. Cette sphère tourne avec une vitesse angulaire constante. La rotation de la sphère produit une force magnétique, dont l'action sur les électrons en mouvement s'ajoute à celle des forces électrostatiques. Le mouvement d'un électron sera stationnaire lorsque son orbite sera un cercle ayant pour axe l'axe de rotation de la sphère. Dans ces conditions et, d'après l'hypothèse faite que la densité à l'intérieur de l'atome est uniforme, le moment angulaire de l'électron aura une valeur constante.

Si l'on admet qu'un gaz est constitué par de tels atomes, à l'intérieur desquels se meut un électron, les électrons en mouvement stationnaire émettront une radiation de période définie. Le spectre d'un tel gaz serait jusqu'à un certain point continu. Pour arriver à l'émission d'un spectre de séries, l'auteur admet en outre que l'atome peut vibrer comme une sphère élastique. De cette façon seule les électrons dont l'orbite se trouve sur une surface nodale donneront une radiation homogène non troublée. D'ailleurs, à cause de la présence des forces magnétiques, les seules orbites qui jouissent de cette propriété sont celles qui se trouvent sur la surface nodale la

plus voisine du centre ; elles sont données par l'expression :

$$r = \frac{1,4303}{n},$$

où n est un nombre entier et r la distance au centre.

De cette façon le spectre obtenu sera constitué par des raies formant une série représentée par une formule de la forme de la série de Balmer :

$$\nu = A - \frac{B}{n^2},$$

où B est une constante universelle qui ne dépend que du moment angulaire de l'électron. C'est la constante de Rydberg dont la valeur connue permet précisément de calculer le moment angulaire de l'électron. Si on désigne cette quantité par $\frac{h}{\pi}$, h étant la constante de Planck, l'auteur, prenant le rayon a de la sphère égal à 10^{-8} , trouve pour h la valeur $6,8 \cdot 10^{-27}$ qui diffère très peu de la valeur admise $6,5 \cdot 10^{-27}$. Il explique ainsi qu'un électron ayant pour fréquence ν émet une quantité d'énergie égale à $h\nu$.

Pour expliquer les trois types fondamentaux de séries qu'on observe dans les spectres, l'auteur suppose que la sphère d'électricité positive est recouverte d'une couche uniforme d'électricité négative de densité un peu plus grande. On obtient ainsi deux nouveaux types de vibrations correspondant aux deux séries secondaires.

H.-G. MOSELEY. — Les spectres de hautes fréquences des éléments.
P. 1025-1034.

L'auteur a étudié les spectres de rayons X de la série K des éléments suivants : Ca, Ti, Va, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, qui, sauf l'anomalie présentée par le nickel, forment dans la suite des poids atomiques croissants une série continue, à la lacune près du scandium qui s'insère entre Ca et Ti.

1° Les rayons X émis par ces différents métaux, après avoir traversé une fente fine, tombent sur la face de clivage d'un cristal de ferrocyanure de potassium et sont réfléchis de là sur une plaque photographique qui euegiste leurs radiations caractéristiques. Les

longueurs d'onde λ de ces radiations sont déterminées d'après l'équation :

$$n\lambda = 2d \sin \theta,$$

où θ désigne l'angle d'incidence caractéristique, d la constante de réseau du cristal, et n l'ordre dans lequel la réflexion se produit. Les valeurs de θ sont déterminées par les lectures sur le goniomètre, celles de n par la comparaison des angles θ relatifs à deux ordres successifs, ici le deuxième et le troisième; enfin d est obtenu par comparaison avec la constante d d'un cristal de sel gemme.

2° Chacun des métaux étudiés donne deux raies, α et β , dont les longueurs d'onde vont graduellement en décroissant depuis le calcium ($\alpha = 3,368 \cdot 10^{-8}$, $\beta = 3,094 \cdot 10^{-8}$) jusqu'au zinc ($\alpha = 1,445 \cdot 10^{-8}$, $\beta = 1,306 \cdot 10^{-8}$). La raie α est toujours la plus forte et a la plus grande longueur d'onde. Le rapport des intensités et des longueurs d'onde de ces deux raies est à peu près le même pour tous ces métaux, la fréquence ν de β croissant cependant un peu plus vite que celle de α .

Pour la raie α , la quantité :

$$Q = \sqrt{\frac{\nu}{\frac{3}{4}\nu_0}},$$

où ν_0 est la fréquence fondamentale des spectres de lignes ordinaires, croît d'une quantité constante à peu près égale à 1 quand on passe d'un élément au suivant dans l'ordre reçu du système périodique, qui, sauf pour le nickel et le cobalt, est l'ordre même des poids atomiques croissants. Pour Ca, on a $Q = 19,00$; pour Zn, $Q = 29,01$.

3° L'auteur s'autorise de ces faits pour rattacher Q au nombre N des électrons dans l'atome qui, d'après les travaux de Rutherford et de Barkla, est en gros égal à la moitié du poids atomique et qu'on peut par suite considérer comme identique pour chaque élément à son numéro d'ordre dans le système périodique. D'après cela, on a pour Ca, $N = 20, \dots$ pour Zn, $N = 30$, etc., de sorte que les fréquences des raies α sont données par la formule :

$$\nu = \frac{3}{4}\nu_0 Q^2 = \frac{3}{4}\nu_0 (N - 1)^2,$$

qui se rattache immédiatement à la théorie développée par Bohr pour expliquer la série de Balmer.

Si en effet on admet, avec J.-J. Thomson, que les spectres de rayons X sont dus au plus interne des anneaux d'électrons en mouvement à l'intérieur de l'atome, et, avec Bohr, qu'un anneau d'électron se déplace comme un tout d'un état stationnaire à un autre, on obtient pour la fréquence de la radiation principale émise quand l'anneau d'électrons passe de l'état 2 à l'état 1, l'expression :

$$\nu = \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \frac{2n^2 e^4 m}{h^3} (N - \sigma_n)^2,$$

où e est la charge d'un électron, m sa masse, h la constante de Planck, et σ_n représente l'action des n électrons de l'anneau l'un sur l'autre.

En remarquant que la valeur numérique de $\frac{2n^2 e^4 m}{h^3}$ est très voisine de celle de ν_0 et que, pour $n = 4$, $\sigma_n = 0,96$, on trouve un accord remarquable entre la formule déduite de l'expérience et celle à laquelle conduit une théorie faite pour expliquer le spectre ordinaire de l'hydrogène, dont les longueurs d'onde sont environ 2000 fois plus grandes que celles des spectres de rayons X.

F. CROZE.

R. POHL et P. PRINGSHEIM. — Sur les longueurs d'onde limite de l'effet normal photoélectrique. — P. 1017-1024.

On sait que d'après la théorie d'Einstein (1), la vitesse initiale des électrons est reliée à la fréquence ν par la relation :

$$m \frac{v^2}{2} = h\nu - p = eP,$$

p représentant l'énergie minima que doit avoir un électron pour sortir du métal, et P le potentiel auquel se trouve portée la plaque de métal irradiée.

Cette relation se trouve vérifiée par interpolation pour les rayons X, mais les résultats expérimentaux obtenus jusqu'ici conduisent, pour l'effet photoélectrique normal, à la relation :

$$eP = f(\nu) - p,$$

dans laquelle $f(\nu)$ est une fonction croissante de ν .

(1) EINSTEIN, *Ann. der Phys.*, t. XX, p. 199 (1905).

J. de Phys., 5^e série, t. IV. (Mars 1914.)

D'autre part, les résultats expérimentaux d'Elster et Geitel ⁽¹⁾ et des auteurs ⁽²⁾ montrent qu'il existe une relation entre l'effet Volta et la sensibilité photoélectrique.

Cependant il semble prématuré de chercher à établir et vérifier une formule quantitative à cause de l'incertitude des mesures expérimentales de la fréquence limite ; celle-ci varie en effet pour un même métal non seulement avec les échantillons préparés, mais aussi pour une même surface avec le temps, la variation de la longueur d'onde limite pouvant atteindre une octave et même plus; ceci est le cas de certains métaux et amalgames ⁽³⁾ (Ca, Li).

Enfin les auteurs signalent le désaccord avec l'expérience des résultats des tentatives faites pour relier p à la chaleur latente de vaporisation des électrons, quantité qui intervient dans la théorie thermoionique de Richardson.

L. LETELLIER.

E.-W. WHENTLEY. — Ionisation des gaz par collision avec des forces électriques faibles. — P. 1034-1044.

Le professeur Townsend a montré que le processus de l'ionisation par choc entre les ions et les molécules d'un gaz peut être étudié en mesurant le courant entre des électrodes parallèles planes quand la lumière ultra-violette tombe sur l'électrode négative ou lorsque le gaz est ionisé par des rayons de Röntgen ou des rayons de Becquerel.

Dans les cas étudiés, on a trouvé les effets dus aux électrons pour des valeurs du rapport X supérieures à 60. Les expériences entreprises par l'auteur ont eu pour but de chercher et d'étudier les effets dus à la collision pour des valeurs plus faibles. Mais alors il est nécessaire d'avoir une grande sensibilité dans la mesure des courants et une grande constance dans l'émission de la radiation. Aussi l'auteur s'est-il adressé au polonium qui produit une ionisation analogue à celle due aux rayons de Röntgen ou de Becquerel avec en plus une grande régularité.

D'un autre côté, suivant la théorie de Townsend, les courbes de cou-

⁽¹⁾ ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. XLIII, p. 225 (1891).

⁽²⁾ R. POHL et P. PRINGSHEIM, *Verh. d. Deut. Phys. Ges.*, t. XIII, p. 474; 1911.

⁽³⁾ R. POHL et P. PRINGSHEIM, *Verh. d. Deut. Phys. Ges.*, t. XV, p. 411; 1913.

rant en fonction de la force électromotrice ne doivent pas se rencontrer. Or Barss, en septembre 1912, a publié des résultats contraires à cette conclusion. Whentley a repris ces expériences et a montré que la théorie de Townsend était exacte.

J.-J. THOMSON. — La structure de l'atome. — P. 1044.

Lettre complétant le mémoire d'octobre 1913.

N. CAMPBELL. — La résistance électrique des mélanges de xylol et d'alcool. — P. 1044-1053.

La conductibilité d'un tel mélange diffère de celle des électrolytes ordinaires en deux points : elle décroît avec la température, comme celle d'un métal, et elle semble ne pas s'accompagner de polarisation, bien que ce dernier point ne permette pas de dire que la conductibilité n'est pas électrolytique, car il se peut que, durant le temps des expériences, entreprises dans le but de constituer des résistances pour diverses recherches, l'hydrogène dégagé n'ait pas été suffisant pour produire une couche visible.

WILTON. — Sur l'onde la plus rapide en eau profonde. — P. 1053-1058.

Mémoire mathématique.

ANTONOFF. — Sur l'existence de l'uranium Y. — P. 1058.

L'auteur maintient, malgré les expériences négatives de M. Flick (août 1913), l'existence de l'uranium Y.

H. VIGNERON.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XLII, n° 11, 13, 15; 1913.

J. STARK. — Observations sur l'émission des raies de série fixes par les rayons-canaux. — P. 163-180.

Stark avait émis ⁽¹⁾ les deux hypothèses suivantes sur l'origine de l'intensité fixe des raies de série :

1° Elle résulte du choc des particules mobiles des rayons-canaux sur l'atome fixe de l'élément considéré ;

2° Elle est due au choc des rayons cathodiques relativement lents produits par les rayons-canaux.

Les recherches de Stark et de ses collaborateurs, en ces dernières années, sur l'émission par les rayons-canaux, montrent que la première de ces hypothèses est seule acceptable.

Ces recherches montrent encore que le rapport de l'intensité fixe des raies polyvalentes d'un élément à l'intensité fixe de ses raies monovalentes croît avec la vitesse des rayons-canaux qui produisent les raies. Il y a donc analogie entre l'émission des raies fixes par les rayons-canaux et par les rayons cathodiques.

D'après Stark, les particules des rayons-canaux traverseraient, au moment du choc, les couches périphériques de l'atome et libéreraient des électrons. L'atome fixe, ainsi choqué, pourrait acquérir une certaine quantité de mouvement dans la direction du rayon-canal. S'il en était ainsi, on devrait pouvoir observer un déplacement des raies. Stark obtient un déplacement dans le sens prévu avec les atomes de Al choqués par les rayons-canaux d'éléments de poids atomique plus élevé, mais rien avec les atomes de He ; il est clair que ces expériences exigent un spectrographe très dispersif.

J. STARK. — Sur la réflexion des rayons-canaux. Remarque sur une communication de M. E. Wagner ⁽²⁾. — P. 231-237.

Wagner avait signalé que la réflexion optique de la lumière des

⁽¹⁾ J. STARK, *Phys. Zeitschr.*, VIII, p. 397; 1907.

⁽²⁾ E. WAGNER, *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 856; 1913.

rayons-canaux ne permettait pas de conclure sûrement à la réflexion des rayons-canaux, d'après les expériences antérieures aux siennes. Stark conteste cette objection : il s'appuie sur les recherches qu'il a faites d'abord avec Steubing⁽¹⁾, puis récemment avec Wendt, Kirschbaum et Künzer⁽²⁾.

E. WAGNER et J. KUTSCHEWSKI. — Sur les *Feldkanalstrahlen*. — P. 663-672.

Les auteurs ont étudié l'action d'un champ électrique, développé dans l'espace d'observation des rayons-canaux, entre la cathode et un réseau métallique à potentiel variable situé à une petite distance de la cathode.

Ils n'ont observé aucune influence du champ antagoniste sur les rayons-canaux de H. Par contre, en reliant le réseau à l'anode, il se produit un changement de coloration de la lumière négative qui passe du blanc bleuâtre au rouge. Cette modification est due à la présence, dans l'espace de décharge, de rayons positifs distincts des rayons rétrogrades, et qui peuvent être étudiés par observation de l'effet Döppler. L'existence de ces rayons-canaux est liée à celle du champ antagoniste : d'où le nom de *Feldkanalstrahlen* qui leur a été donné par l'auteur.

Simultanément il se produit des rayons négatifs dans l'espace d'observation des rayons-canaux primaires (*Feldkathodenstrahlen*), qui provoquent une fluorescence verte du verre et sont facilement déviés par un champ magnétique.

L'étude des *Feldkanalstrahlen* semble devoir être intéressante pour rendre compte de la distribution de l'intensité dans les raies de Döppler, car les conditions de production de ces rayons-canaux secondaires sont simples et peuvent être bien définies.

M. BARRÉE.

RUDOLF LEHNHARDT. — Sur l'adsorption des ions par des gouttes ou des sphères d'acier qui tombent. — P. 45-66.

L'auteur fait tomber des gouttes d'eau de source dans un vase dont l'intérieur est ionisé par des rayons de Röntgen. Le vase à

¹ STARK et STEUBING, *Ann. d. Phys.*, XXVIII, p. 995 ; 1909.

² *Ann. d. Phys.*, XLII, p. 241 ; 1913.

gouttes étant isolé, la moyenne des résultats pour le nombre d'ions absorbés par une goutte est $1,2 \cdot 10^5$. Dans le cylindre de chute d'une goutte, il y a environ $2,2 \cdot 10^6$ ions. En moyenne, il y a donc 6 0/0 d'ions négatifs absorbés. Seeliger avait trouvé 0,5 0/0. L'auteur discute les résultats.

L'auteur a employé également de l'eau distillée, de l'alcool, de la benzine, du mercure. Avec le mercure, le nombre d'ions adsorbés est incomparablement plus grand qu'avec les autres corps.

Il semble que la pression d'adsorption croisse avec la constante diélectrique des corps.

Les recherches montrent que, dans l'air ionisé par les rayons de Röntgen, des gouttes chargées ou non, qui tombent, adsorbent plus d'ions négatifs que d'ions positifs et le nombre d'ions adsorbés par des gouttes chargées également et de signes contraires, correspond au rapport de leurs mobilités.

Dans une deuxième série d'expériences, l'auteur emploie, comme source ionisante, un fil de platine recouvert de phosphate d'aluminium (pour l'émission d'ions positifs) ou d'oxyde de calcium (pour l'émission d'ions négatifs).

Les résultats montrent que l'adsorption est directement proportionnelle à la mobilité des ions.

JULES ROUX.

H. DU BOIS. — Théorie des armatures polaires. — P. 903-952.

L'auteur étudie la variation du champ $H(x)$ dans l'entrefer d'un électro-aimant, suivant la forme donnée aux pièces polaires supposées saturées.

Au milieu de l'entrefer, on a toujours $\frac{\partial H}{\partial x} \geq 0$ et, suivant que $\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = 0$, on a un minimum ou un maximum.

En faisant en sorte que $\frac{\partial^2 H}{\partial x^2}$ soit nul, on donne de l'uniformité au champ suivant l'axe des x (axe des pièces polaires).

Stéfan a montré qu'en donnant aux pièces polaires la forme de troncs de cône ayant leur sommet au milieu de l'entrefer et en négligeant l'action des surfaces frontales (ce qui est le cas

lorsque les troncs de cône sont alésés pour laisser passer les rayons lumineux), le champ est maximum lorsque le demi-angle d'ouverture des cônes est de 54° 44'.

Du Bois envisage le cas de pièces polaires formées chacune d'un tronc de cône de demi-angle d'ouverture α , le sommet étant au milieu de l'entrefer, les rayons des deux bases étant b et B . Les pièces polaires sont prolongées par des appendices cylindriques, dont la base terminale est vue du centre de l'entrefer sous un angle β . Dans ces conditions, le champ H_0 au milieu de l'entrefer est égal, en appelant J l'intensité d'aimantation, à :

$$H_0 = H_1 + H_2,$$

avec

$$H_1 = 4\pi J \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \beta}} \right),$$

$$H_2 = 4\pi J \sin^2 \alpha \cos \alpha \log \frac{B}{b}.$$

Pour revenir au cas envisagé par Stefan, il suffit de faire $H_1 = 0$.

Pour rendre ce champ aussi uniforme que possible, c'est-à-dire pour que $\frac{\partial^2 H}{\partial x^2}$ soit nul pour $x = 0$, il faut que :

$$3 \log \sin \beta + \log \sin 2\beta = \log \sin^4 \alpha \cos \alpha (3 - 5 \cos^2 \alpha).$$

On est amené à prendre :

$\alpha = 39^\circ 14'$	$\beta = 90^\circ$ (entrefer très court)
$54^\circ 44'$	$79^\circ 26'$
57°	$76^\circ 52'$
60°	$72^\circ 49'$
$63^\circ 26'$	$68^\circ 26'$ (entrefer long)

Pour un point de l'axe des x autre que l'origine, on a en supposant un alésage de rayon b dans la surface frontale de rayon b_0 :

$$H_1(x) = 2\pi J \left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + b_0^2}} - \frac{x}{\sqrt{x^2 + b^2}} \right)$$

et

$$H_2(x) = 2\pi J \sin^2 \alpha \cos \alpha \left[\log \frac{\sqrt{x, B} + x \sin \alpha \cos \alpha + B}{J \sqrt{x, b_0} + x \sin \alpha \cos \alpha + b_0} - \frac{x \operatorname{tg} \alpha + 2B}{\sqrt{x, B}} + \frac{x \operatorname{tg} \alpha + 2b_0}{\sqrt{x, b_0}} \right],$$

en posant pour abrégé :

$$\sqrt{x^2 \sin^2 \alpha + 2xB \sin \alpha \cos \alpha + B^2} = \sqrt{x, B}.$$

L'auteur envisage le cas de beaucoup d'autres formes de pièces polaires de révolution.

Nous nous bornerons à signaler le cas des pièces polaires formées de calottes sphériques de rayon R ayant une demi-ouverture égale à γ , avec un alésage central de demi-ouverture γ_0 . Chacune de ces pièces polaires donne en un point de son axe, situé à une distance x de son centre, un champ :

$$Hx = \frac{2\pi J}{3} \left| \frac{\xi^4 - \xi^3 q - \xi^2 (1 - q) + 2\xi q - 2}{\xi^3 \sqrt{\xi^2 - 2\xi q + 1}} \right|_{q = \cos \gamma}^{q = \cos \gamma_0}$$

en posant :

$$\xi = \frac{x}{R},$$

et le potentiel magnétique en ce point est :

$$\Gamma(x) = 2\pi J R \left[\frac{1}{\xi} \int_{\cos \gamma_0}^{\cos \gamma} q dq + \frac{1}{\xi^2} \int_{\cos \gamma_0}^{\cos \gamma} y P_1(q) dq + \dots + \frac{1}{\xi^{n+1}} \int_{\cos \gamma_0}^{\cos \gamma} y P_n(q) dq + \dots \right],$$

P_1, \dots, P_n représentant les polynômes de Legendre.

Après avoir discuté le cas de l'attraction produite sur une masse ponctuelle par ces différentes armatures, du Bois envisage le cas des armatures allongées telles que celles qu'on est amené à utiliser dans le cas des galvanomètres de résonance. Pour les armatures constituées par des troncs de pyramide prolongés par un parallélépipède, ce qui donne une section droite normale à la grande dimension identique à la section méridienne de la première forme d'armatures de révolution envisagée; il obtient, en admettant que la longueur soit très grande par rapport aux dimensions transversales :

$$H_0 = 8J\beta + 8J \sin \alpha \cos \alpha \log \frac{B}{b};$$

on a le plus d'uniformité lorsque :

$$2 \log \sin \beta + \log \sin 2\beta = 3 \log \sin \alpha + \log (-\cos 3\alpha),$$

par exemple lorsque :

$$\begin{array}{ll} \alpha = 45^{\circ}, & \beta = 82^{\circ} 38, \\ \alpha = 54^{\circ} 44, & \beta = 72^{\circ} 26. \end{array}$$

Pour terminer, l'auteur envisage le cas d'armatures non uniformément aimantées.

R. GANS. — Force coercitive du nickel en fonction de la température.
P. 1065-1078.

L'auteur décrit le magnétomètre et le dispositif de chauffage utilisés dans ses recherches sur la valeur de la force coercitive du nickel entre les températures de -183° et $+360^{\circ}$ (1).

LA ROSA.— Passage du spectre de l'arc au spectre de l'étincelle dans l'arc chantant. — P. 1589-1591.

Au sujet du travail de Ludewig, l'auteur rappelle qu'un certain nombre des conclusions auxquelles il était arrivé dans un précédent travail concordaient avec celles de Ludewig, mais qu'il ne voit pas que la durée de passage de courant puisse être considérée comme le critérium pour la production de l'un ou l'autre spectre; ce critérium devrait être cherché dans la quantité d'énergie absorbée par unité de volume de masse gazeuse dans l'air.

H. DE BOIS. — Recherches sur les électro-aimants circulaires. — P. 953-985.

L'auteur décrit un certain nombre d'électro-aimants semi-circulaires qu'il a fait construire et indique les résultats d'essais faits sur ces appareils. Il met en particulier en évidence l'importance prépondérante des bobines magnétisantes placées près de l'entrefer.

R. JOUAUST.

1) *Phys. Zeits.*, t. VIX, p. 831 ; 1913.

I. ISHIWARA. — Sur le principe de moindre action dans l'électrodynamique des corps pondérables en mouvement. — P. 986-1000.

L'auteur a pour but de reprendre la méthode due à Helmholtz ⁽¹⁾ et de la mettre en harmonie avec l'état actuel de la science. M. Henschke a récemment ⁽²⁾ fait une étude dans cette voie ; mais, d'après l'auteur, il n'a pas donné une expression correcte de la force pondéromotrice.

Pour formuler le principe, quelques définitions sont nécessaires.

Soit, dans l'univers au sens de Minkowski, un espace Σ dont S est la limite tridimensionnelle. Sur l'unité de volume de Σ s'exerce une force pondéromotrice K à quatre composantes, et sur l'unité d'aire de S un tenseur T .

Pour l'équilibre mécanique du système tout entier, il faut avoir :

$$\int_{\Sigma} K d\Sigma + \int_S (Tn) dS = 0,$$

où n désigne un quadruple vecteur unité dirigé suivant la normale extérieure à S . En transformant par le théorème de Gauss, on obtient pour chaque élément de volume la relation :

$$(1) \quad K = - \text{Div} T.$$

Soit r le rayon vecteur joignant l'origine au point considéré. L'action mécanique totale a pour expression :

$$W^m = \int_{\Sigma} (Kr) d\Sigma + \int_S ((Tn), r) dS.$$

Si l'on désigne par F et H les deux sextuples vecteurs du champ électromagnétique, par P le quadruple courant électrique, et par Φ le quadruple potentiel, on a d'une part la relation :

$$F = \text{Curl } \Phi ;$$

d'autre part, l'auteur choisit comme action électromagnétique la

⁽¹⁾ H. v. HELMHOLTZ, *Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 1; 1892.

⁽²⁾ T. HENSCHKE, *Berl. Diss.*, 1912; *Ann. d. Phys.*, XL, p. 887 (1913); *J. de Phys.*, 3^e série, t. III, p. 604; 1913.

grandeur scalaire :

$$W^e = \int_{\Sigma} \{ -U + (P\Phi) \} d\Sigma,$$

où $U = \frac{1}{4}(FH)$ représente l'excès de la densité d'énergie magnétique sur la densité d'énergie électrique. L'action totale est :

$$W = W^m + W^e.$$

Le principe de moindre action s'énonce alors de la manière suivante :

La première variation de l'action totale W s'annule pour un système physique isolé :

$$\delta W = 0.$$

Considérant alors les constantes matérielles, le courant et la force mécanique comme des fonctions données des coordonnées, l'auteur fait varier le potentiel Φ et cherche les conditions sous lesquelles W devient extremum. Cela le conduit aux équations fondamentales :

$$\text{Div}H = P, \quad \text{Div}(\text{Curl}^* \Phi) = 0, \quad \text{Div}F^* = 0,$$

et à l'équation de continuité :

$$\text{div}P = 0.$$

Pour obtenir l'expression de la force pondéromotrice, on se place dans le cas d'un déplacement virtuel d'un élément matériel et, par application du principe, on arrive à l'expression de la force pondéromotrice :

$$2 \quad K = (FP) + \frac{1}{4}(F\Diamond H) - \frac{1}{4}(H\Diamond F),$$

et à celle du tenseur d'univers :

$$3) \quad T = -\frac{1}{2} \{ [[H^*F^*]] - [[FH]] \},$$

qui vérifient l'équation (1). Pour l'intelligence de la relation (2), on a :

$$(F\Diamond H) = \sum_{h=1}^4 \sum_{k=1}^4 \left(F_{hk} \frac{\delta}{\delta r_j} H_{hk} \right) \quad (j = 1, 2, 3, 4).$$

L'équation quadridimensionnelle (2) embrasse l'équation classique de l'énergie :

$$k_t = - \operatorname{div}[eh] - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (ed + hb),$$

et l'équation d'impulsion :

$$k = e\rho + \frac{1}{c} [i + v\rho, b] + \frac{1}{2} (d\nabla e) - \frac{1}{2} (e\nabla d) \\ + \frac{1}{2} (b\nabla h) - \frac{1}{2} (h\nabla b);$$

ρ désigne la densité de charge électrique ; i , le courant de conduction ; v , la vitesse du corps ; c , la vitesse de la lumière dans le vide ; e , le champ électrique ; d , le déplacement ; h et b , le champ et l'induction magnétiques.

Enfin, d'après l'équation (3), on a :

$$\mathfrak{E} = [[ed]] + [[hb]] - \frac{1}{2} \tau \{ (ed + hb) \}, \\ g = \frac{1}{c} [db], \\ S = c [eh], \\ u = \frac{1}{2} (ed + hb),$$

où \mathfrak{E} désigne le tenseur électromagnétique, g la densité d'impulsion, S le courant d'énergie et u la densité d'énergie du champ électromagnétique ; τ représente un tenseur dont les trois composantes de la diagonale sont égales à l'unité et dont les six autres s'évanouissent ensemble.

E.-M. LÉMERAY.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XIV; 1913.

W. WINTER. — Recherches sur l'action des métaux comme redresseurs de courant. — P. 823-828.

Schulze⁽¹⁾ admet que l'aluminium et quelques autres métaux qui forment clapet électrique quand ils sont utilisés comme anodes dans

(1) SCHULZE, *Ann. d. Phys.*, XXVIII, p. 789; 1909.

un circuit, doivent cette propriété à la formation d'une pellicule active qui ne peut être traversée par le courant que dans un seul sens. L'auteur a recherché s'il ne serait pas possible de favoriser artificiellement la formation de cette couche active et d'obtenir ainsi avec un grand nombre de corps les propriétés exceptionnelles de l'aluminium. De là l'idée du dispositif expérimental qu'il a utilisé et qui consiste à employer le métal soumis à l'essai sous forme de lame ou de feuille enroulée autour d'un vase poreux. Dans ce vase est contenu l'électrolyte et plonge l'électrode inactive formée ordinairement d'un crayon de charbon. L'auteur étudia dans ces conditions le magnésium, l'aluminium, le zinc, le cadmium, le fer, le cobalt, le nickel, le plomb, l'étain, l'antimoine, le bismuth, le cuivre, l'argent, le platine, l'or et le chrome. Il constata qu'en employant comme électrolyte une lessive de potasse, tous ces métaux se comportaient à des degrés divers comme des redresseurs. Avec une solution d'acide sulfurique, le même effet s'observait sauf pour le platine, l'or et le chrome. Des expériences furent réalisées avec des solutions de chlorure de sodium et d'acide azotique; mais les résultats furent moins nets. Pour expliquer ces phénomènes, on peut admettre avec l'auteur que la présence du vase poreux a comme rôle essentiel de favoriser la concentration à la surface de l'anode des produits de l'électrolyse en empêchant leur diffusion dans l'électrolyte. Il s'établit alors un équilibre entre la vitesse de diffusion et la vitesse de formation de la couche active; et, pour une certaine intensité de courant, la soupape électrique agit avec son maximum d'efficacité. Il faut noter aussi que l'échauffement local provoqué par le passage du courant à travers la paroi poreuse peut également intervenir dans les effets observés.

PAUL DE LA GORCE.

O. HAHN et L. MEITNER. — Sur la complexité du radioactinium et sur la place de l'actinium dans le système périodique. — P. 752-758.

Les auteurs ont recherché si, comme l'ont avancé d'autres savants (¹), le radioactinium se décompose en deux corps, l'un d'une vie moyenne de 19,5 jours, l'autre évoluant bien plus rapidement

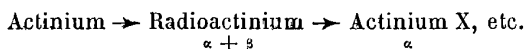
¹ GEIGER et NUTTALL, *Phil. Mag.*, 16, XXII, 613 (1911); XXIV, 647 (1912); — RUSSELL et CHADWICK, *Nature*, XC, 463 (1912).

(13 heures à 1,5 jour de vie moyenne); ce dernier émettrait les rayons α du radioactinium.

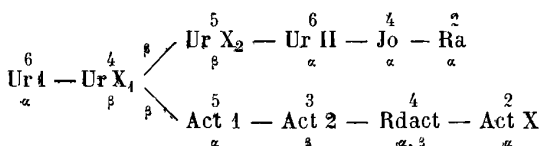
M. Hahn et M^{me} Meitner ont préparé de l'actinium exempt de radioactinium par la méthode de MM. Hahn et Rothenbach (1), et ils ont mesuré les activités α et β de la préparation. Au moyen des équations données par M^{me} Curie, on peut construire les courbes théoriques correspondant à la formation hypothétique de deux radioactiniums. Il y a un désaccord très net entre l'expérience et l'hypothèse d'un produit intermédiaire émettant des particules α et placé entre le radioactinium et l'actinium X.

Ce résultat s'accorde bien avec les remarques faites sur la relation entre la valeur de l'émission de rayons α et β , mais c'est une exception à la loi de Geiger (*loc. cit.*).

Le schéma est donc :



La place de l'actinium dans la série de l'uranium serait la suivante (les chiffres indiquent les valeurs) :



O. HAHN et L. MEITNER. — Sur l'uranium X₂. — P. 758-759.

Nouvelle méthode d'isolement de l'uranium X₂ découvert par Fajans et Göhring (2) : l'uranium X possède les propriétés du thorium, l'uranium X₂ doit se rapprocher du tantale.

On sépare l'uranium X de l'uranium d'une solution de nitrate par addition de carbonate d'ammoniaque en excès et on verse rapidement la solution d'uranium X (3) sur un filtre enduit d'une couche mince de pentoxyde de tantale humide. On mesure ensuite l'activité β . Celle-ci décroît rapidement et s'approche d'une limite correspondant à l'activité de l'uranium X ordinaire. La vie moyenne de

(1) *Ph. Z.*, p. 409 ; 1913.

(2) *Naturwissenschaften*, I, 339 ; 1913.

(3) Voir SODDY et RUSSELL, *Phil. Mag.*, XVII (6), 620 ; 1909.

l'uranium X₂ est de 1,17 minute, résultat concordant avec ceux de Fajans et Göhring. Ce rayonnement est identique aux rayons β pénétrants attribués jusqu'à présent à l'uranium X; il semble donc qu'on a affaire ici à un produit de transformation directe de l'uranium X.

A. GRUMBACH.

E. MADELUNG. — Théorie cinétique de la loi d'Eötvös. — P. 729-734.

Cette loi empirique trouvée expérimentalement par Eötvös en 1886 s'exprime par la relation :

$$\sigma V_0^{\frac{2}{3}} = K(T' - T),$$

relation dans laquelle :

σ est la tension superficielle d'un liquide ;

V_0 , le volume moléculaire ;

T , la température ;

T' , une température caractéristique pour chaque liquide ;

K , une constante universelle de valeur moyenne 2,12.

L'auteur calcule le travail qui accompagne la transformation d'une lame liquide de 1 centimètre sur 2 en une autre de 1 centimètre sur 1, en distinguant entre l'énergie moléculaire superficielle et l'énergie moléculaire interne. Il applique l'équipartition aux molécules superficielles, admet qu'elles agissent seulement sur celles qui en sont immédiatement voisines et suppose que leur distribution est celle d'un réseau. On arrive ainsi à une formule de la forme :

$$\sigma V_0^{\frac{2}{3}} = C^0 - aT,$$

a étant une constante dont la valeur dépend de la forme du réseau adoptée pour la distribution des molécules.

M. BORN et R. COURANT. — A propos de la théorie de la loi d'Eötvös.
P. 734-740.

Les auteurs appliquent aux liquides les méthodes appliquées aux solides par Born et Kármán d'une part, Debye d'autre part, pour le calcul des chaleurs spécifiques. Les molécules ne sont pas supposées

identiques et à une seule fréquence, mais à un nombre infini de fréquences, et ce sont les vibrations qui constituent les degrés de liberté, sous cette condition que leur nombre est égal à trois fois le nombre des molécules.

Voici la marche du calcul :

1° On suppose une masse liquide sphérique vibrant autour de sa position d'équilibre sous l'influence des forces de compressibilité et de tension superficielle et on détermine l'équation de son mouvement par application des lois de l'hydrodynamique et de la capillarité. Étant donné un liquide de volume V et de surface S , on calcule le nombre total de vibrations propres dont la fréquence est inférieure à une valeur donnée α , et on détermine la fréquence maxima ν_m par la condition que le nombre de vibrations de fréquence inférieure à ν_m est égal au nombre de degrés de liberté, c'est-à-dire trois fois le nombre de molécules.

On sait que l'énergie libre d'un résonateur de Planck est donnée par l'expression :

$$h(x) = kT \log(1 - e^{-x}),$$

équation dans laquelle :

$$x = \frac{h\nu}{kT},$$

h étant la constante de Planck ;

k , la constante de Boltzmann.

On calcule alors l'énergie libre totale H du liquide, en multipliant chaque degré de liberté par l'énergie libre du résonateur correspondant et faisant la somme, ce qui donne :

$$H = H_0 + \int_0^{\alpha_m} \eta(x) h(x) dx,$$

$\eta(x)$ étant le nombre de degrés de liberté compris entre x et $x + dx$.

L'application de la thermodynamique montre que la tension superficielle :

$$\sigma = \frac{\partial H}{\partial S}.$$

En effectuant cette opération, et après quelques transformations, on obtient :

$$\sigma - \sigma_0 = - 2\pi \left(\frac{kT}{hc}\right)^2 KT \int_0^{x_m} \frac{x^2}{e^x - 1} dx,$$

expression qui montre comment σ varie en fonction de la température.

Le cas particulier pour lequel x est très petit, donne la loi d'Eötvös :

$$(\sigma - \sigma_0) V_0^{\frac{2}{3}} = - KT,$$

où :

$$K = 2,45 \left(1 - \frac{1,22 \cdot 10^{-3} \cdot c}{T \sqrt[3]{V_0}}\right),$$

c étant la vitesse de propagation du son dans le liquide.

Posant :

$$\sigma_0 V_0^{\frac{2}{3}} = KT',$$

on obtient :

$$\sigma V_0^{\frac{2}{3}} = - K(T - T').$$

La théorie supposant le liquide limité par le vide ou un milieu très dilué, ne s'applique donc qu'aux températures moyennes ; ceci explique aussi pourquoi les valeurs de K trouvées expérimentalement sont plus petites que les valeurs calculées à partir de la formule.

Enfin, la théorie peut être étendue aux substances anormales pour lesquelles K est soit plus petit, soit plus grand que 2,2, en imaginant que le nombre des degrés de liberté est respectivement plus petit ou plus grand que trois fois le nombre de molécules ; cette hypothèse suppose dans le premier cas des associations de molécules, et dans le second une structure plus ou moins complexe de la molécule.

J. ELSTER et H. GEITEL. — La proportionnalité de l'intensité lumineuse et du courant photoélectrique dans les cellules à métaux alcalins. — P. 741-752.

Expériences reprises par les auteurs à la suite de résultats diffé-

rents des leurs publiés par Griffith ⁽¹⁾ et Demfer ⁽²⁾ ; le mémoire se divise en deux parties :

Dans la première partie sont étudiées les diverses causes d'erreur qui peuvent fausser les résultats des mesures : ionisation par chocs du gaz de la cellule, — influence de la résistance intercalée entre la cellule et la source servant à charger, — effet spontané dans l'obscurité, — effet résiduel après irradiation (ces deux derniers effets étudiés d'une façon spéciale semblent dus à des transports de charge sur le verre de la cellule), — fluctuation du courant, — perturbations électrolytiques.

Dans la deuxième partie sont décrits les dispositifs analogues à ceux déjà publiés ⁽³⁾. Les auteurs ont observé la proportionnalité de l'intensité lumineuse variant depuis le tiers de l'éclat du soleil (c'est-à-dire 87.000 bougies) jusqu'à $6 \cdot 10^{-4}$ bougies. Enfin, pour des intensités plus faibles de l'ordre de 10^{-6} bougies, les auteurs concluent encore à la proportionnalité, et envisagent la possibilité d'utiliser leur photomètre à la mesure de l'éclat lumineux des étoiles.

A. v. MALINOWSKI. — Recherches sur le rayonnement de résonance de la vapeur de mercure. — P. 884-887.

Dans ce mémoire, l'auteur donne les premiers résultats d'expériences entreprises sur l'influence d'un champ magnétique sur l'absorption par la vapeur de mercure de la raie de résonance.

La source lumineuse est une lampe à résonance ⁽⁴⁾ excitée par une lampe à mercure Heraeus en quartz ; cette lampe à résonance est placée dans un champ magnétique, et la lumière tombe normalement au champ ; à la suite on peut placer une cuve à absorption à vapeur de mercure, les mesures photométriques sont faites avec une cellule photoélectrique.

L'examen des courbes d'absorption en fonction du champ montre que soit la raie d'absorption, soit la raie de résonance n'est pas simple ; en remplaçant la cuve à absorption par une deuxième lampe à résonance, on constate que les variations d'intensité de la

(1) GRIFFITH, *Phil. Mag.*, t. XIV, p. 297 ; 1907.

(2) DEMLER, *Ber. der. kgl. Sächs. Akad. der Wiss.*, t. LXIV, p. 266 ; 1912.

(3) ELSTER et GEITEL, *J. de Phys.*, 5^e série, t. II, p. 873 ; 1912.

(4) WOOD, *J. de Phys.*, 5^e série, t. II, p. 578 ; 1912.

lumière émise latéralement par cette seconde lampe sont les mêmes que celles d'absorption ; ceci montre que les raies d'absorption rayonnent de nouveau la lumière absorbée, et par suite appartiennent au complexe des lignes de résonance qui forment la raie 2536,7.

W. STEUBING. — Fluorescence des éléments du 6^e groupe du système périodique : vapeur de soufre, sélénium et tellure. — P. 887-893.

Les substances sont contenues dans un récipient cylindrique en quartz, chauffé soit électriquement, soit par la flamme d'un bec Bunsen ; la lumière excitatrice provient d'un arc au fer ou d'un arc au charbon suivant les cas. L'auteur rapproche les résultats de ces expériences de ceux déjà obtenus par lui sur l'oxygène, qui se trouve également dans le même groupe et arrive aux conclusions suivantes :

Lorsque le poids atomique croît, le spectre de fluorescence ainsi que le domaine d'excitation se déplacent vers les grandes longueurs d'onde.

Pour obtenir la fluorescence, il faut que la vapeur soit portée à une certaine température et ait une densité déterminée ; ainsi, pour le soufre, il faut de la vapeur surchauffée entre 400 et 500°.

Les spectres de fluorescence sont discontinus et présentent des groupes de lignes estampées ayant l'apparence de bandes.

L'addition de gaz ou de vapeurs diminue l'intensité de la fluorescence.

E.-C.-C. BALY. — L'équivalent photochimique. — P. 893-896.

Une hypothèse émise par Humphreys⁽¹⁾ consiste à imaginer les atomes entourés d'un champ électromagnétique provoquant le mouvement des électrons ; les atomes s'unissant pour former les molécules, celles-ci seront entourées du champ magnétique résultant qui pourra être ouvert ou fermé ; de ce champ dépend le pouvoir de réaction de la molécule qui est nul lorsque le champ est fermé. Par addition d'énergie libre, un champ fermé peut être ouvert ; ceci se produira par exemple, lorsqu'on dissoudra la substance dans un solvant dont les molécules sont à champ ouvert, ou bien encore lors-

¹ HUMPHREYS, *Astroph. Journal*, t. XXIII, p. 233 ; 1906.

qu'on la soumettra à l'action de la lumière, les vibrations lumineuses ayant les fréquences de même ordre que celles des vibrations des électrons. L'auteur suppose en outre que le champ d'une molécule doit d'abord être ouvert avant qu'elle puisse entrer en réaction, cette ouverture pouvant se faire en un ou plusieurs stades, ce qui explique les diverses phases de passage observées en suivant la marche de certaines réactions au spectroscopie. Lorsque le solvant et la lumière agissent simultanément, on conçoit qu'en faisant le rapport de l'énergie lumineuse absorbée à l'énergie chimique, on ne trouve pas les résultats d'accord avec la théorie de Planck, mais des valeurs plus petites, puisque le solvant fournit de l'énergie libre. On aurait ainsi une explication des faits signalés par Victor Henri et Wurmser (1).

F. DIESTELMEIER. — Fluorescence des éléments du 6^e groupe du système périodique. — P. 1000.

Réclamation de priorité à propos du mémoire de Steubing (2). Résultats analogues obtenus par l'auteur et publiés dans un ouvrage de Konen sur la luminescence des gaz et des vapeurs.

L. LETELLIER.

WALTER SORKAU. — Sur le frottement de turbulence de l'eau. II. — P. 828-831.

Suite des études de l'auteur sur les courbes par lesquelles il représente les variations du frottement avec la pression, particulièrement dans la région où ces courbes s'écartent nettement d'une droite. Signalons le fait intéressant que la pression limite à laquelle les lois de l'écoulement de Poiseuille cessent d'être applicables décroît très rapidement avec la température. Il paraît donc douteux qu'en effectuant, à l'aide du viscosimètre d'Ostwald, des mesures sur un liquide au voisinage de son point d'ébullition, on obtienne vraiment le coefficient de Poiseuille.

CH. LEBNHARDT.

(1) Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 305; 1913.

(2) Voir plus haut, p. 259.

LE PRISME A FACES COURBES ET SES APPLICATIONS (1)

Par M. CH. FÉRY

J'ai démontré autrefois (2) comment un prisme de ce système, et dont une des faces est rendue fléchissante, s'applique facilement à la construction d'un spectrographe.

Je voudrais montrer aujourd'hui la généralité d'emploi de ces prismes qui donnent un spectre pur, bien que le faisceau qui les frappe *ne soit pas parallèle*. Il suffit en effet, pour que cette condition soit remplie, que l'angle d'incidence soit le même sur toute la surface du prisme.

On devra donc employer une surface *concave* si le faisceau est issu d'une fente (rayons divergents) ; si, au contraire, on a affaire à un faisceau convergent, on sera amené à l'emploi d'une surface dispersive *convexe*. Le faisceau parallèle qui nécessite une face plane n'est qu'un cas particulier.

J'ai démontré depuis que la diacaustique d'un tel prisme est située sur un cercle, *quelles que soient les propriétés dispersives* de la matière employée. Ce cercle contient en outre les centres des faces courbes du prisme.

L'intérêt de cette propriété géométrique est la possibilité d'une mise au point spectrale rigoureuse, *même dans des régions invisibles* (infra-rouge et ultra-violet), condition d'autant plus importante qu'elle est plus difficile à remplir et à contrôler.

Jusqu'ici, je n'ai appliqué ce prisme qu'à l'obtention de spectres au moyen de rayons divergents provenant d'une fente ; je donnerai plus loin la description de deux appareils ainsi disposés pour l'étude de l'infra-rouge et de l'ultra-violet.

Mais on peut prévoir des applications où il s'agit de transformer un faisceau convergent en une image spectrale (image d'une étoile fournie par un objectif astronomique par exemple,).

La *fig. 1* fera mieux comprendre cette transformation : en E se ferait l'image stellaire ; le prisme P, dont la face d'incidence est con-

¹ Communication faite à la Société française de Physique, séance du 20 février 1914.

(2) *Bulletin de la Société de Physique*, 1910.

J. de Phys., 5^e série, t. IV. (Avril 1914.)

vexe et dont le centre est en O, transforme cette image en un petit spectre S (1).

On voit immédiatement sur la figure que tous les angles d'incidence sont égaux ; il en est de même des angles de réfraction appartenant à une même longueur d'onde.

Si R est le rayon de la face d'entrée, le rayon de courbure de la face de sortie (normale au faisceau dispersé) sera $R' = \frac{R}{\cos r}$ où r est l'angle du prisme.

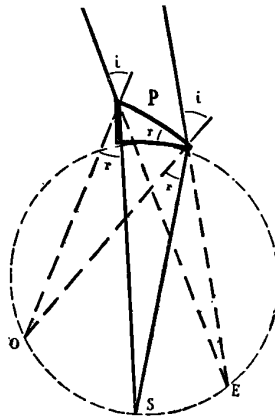


FIG. 1.

L'image virtuelle de l'étoile devra être à une distance du prisme égale à $R' \cos (i - r)$.

On pourrait appliquer ce principe à la construction d'un instrument à plusieurs prismes courbes, le premier agissant par autocollimation donnerait d'une fente une image spectrale réelle ; le faisceau dispersé par ce premier prisme serait reçu par un second analogue à celui de la fig. 1 et augmentant la dispersion déjà obtenue.

Spectre infra-rouge. — L'étude de la région infra-rouge se fait le plus généralement par des dispositifs thermométriques de haute sensibilité dont quelques-uns peuvent être rendus mobiles : pile thermo-électrique, bolomètre, tandis que d'autres, tels que le radio-

(1) L'astigmatisme qui prend naissance dans ces conditions donne directement d'un point un spectre de lignes, sans qu'il soit besoin de recourir à une lentille cylindrique.

micromètre et le radiomètre, ne se prêtent à aucun déplacement. La bande spectrale doit donc être amenée à ces derniers par le déplacement d'une des pièces du spectromètre.

C'est ce dernier procédé que j'ai adopté, comme étant le plus général, dans le spectromètre utilisant un prisme à faces courbes en fluorine ; ceci permet de lui adjoindre indifféremment l'un quelconque des divers dispositifs imaginés jusqu'ici pour la mesure de l'énergie spectrale.

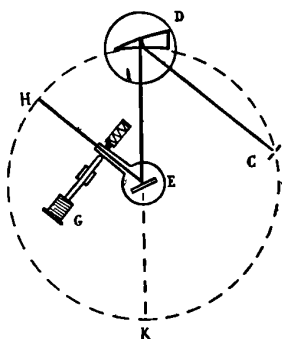


FIG. 2.

Le prisme D (fig. 2) reçoit les rayons émis par la fente C et le faisceau dispersé vient frapper le miroir métallique E mû par un tambour de Hilger G.

Le spectre peut ainsi défilier sur l'appareil de mesure placé en H. La mise au point reste rigoureuse (1).

La fig. 3 est une vue de l'instrument réalisé sur ce principe.

Il faut 90 divisions du tambour, dont chacune a environ 2 millimètres pour passer de la raie sodée à la longueur d'onde $4\mu,3$.

Un prisme de $25\text{mm} \times 20$ millimètres ayant un foyer de 500 millimètres donne sur une pile thermo constantan-argent une déviation de 440 millimètres au maximum d'énergie ($1\mu,3$) de la lampe Nernst.

La pile n'a qu'une soudure repliée en forme de V, pour s'approcher des conditions du récepteur intégral (2). Sa résistance était de 0,5 ohm.

Le galvanomètre avait 2 ohms, sa durée d'oscillation était de

1) La concentration, si elle était obtenue avec une lentille en fluorine, varierait de 17 0/0 en passant de 4 à 7μ .

(2) Propriétés sélectives des corps noirs (C. FÉRY, C. R., 5 avril 1909.

15 secondes et il donnait 1 millimètre sur une échelle à 1 millimètre pour 5×10^{-8} ampères.

Ces quelques données permettent d'escompter de meilleurs résultats encore avec les galvanomètres si sensibles employés couramment aujourd'hui pour ces sortes de recherches ⁽¹⁾.

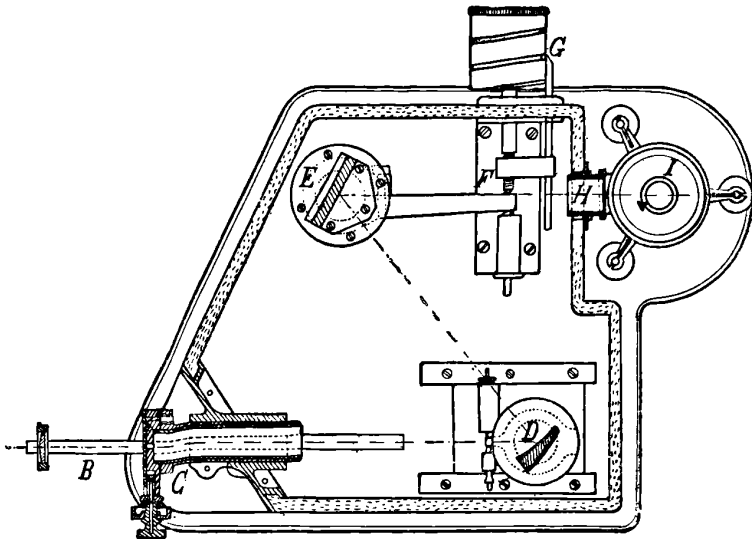


FIG. 3.

Spectre ultra-violet. — Jusqu'ici la photographie a été presque exclusivement employée pour explorer cette région ; ce moyen d'investigation si commode n'est cependant guère sorti des laboratoires de recherches.

La raison en est dans le prix élevé des spectrographes qui n'ont même pas trouvé place jusqu'ici dans l'enseignement.

J'ai pensé que cette excellente méthode méritait d'être vulgarisée et j'ai étudié dans ce but un modèle réduit et simplifié du grand spectrographe que j'ai présenté autrefois à la Société de Physique.

Ce petit modèle qui n'a que 33 centimètres de foyer (soit $1/3$ du grand modèle) a une diacaustique dont la flèche est si faible que le spectre de 75 millimètres de longueur qu'il donne peut être reçu sur une glace de vérascope Richard (107×45 millimètres) *non cintrée*.

⁽³⁾ L'absorption de ce dispositif est très faible, étant donné le petit nombre de réflexions et de réfractions éprouvées par les rayons.

L'optique toute en quartz permet d'atteindre les si intéressantes régions étudiées récemment par MM. Berthelot et Gaudechon et de reproduire un grand nombre d'expériences sur la phosphorescence et la fluorescence.

La mesure des spectrogrammes se fait facilement par le dispositif si simple de M. A. de Gramont.

Le constructeur s'est astreint à ne pas dépasser pour ce modèle le prix d'un spectroscope ordinaire de laboratoire.

L'encombrement de l'appareil est faible et son bâti de fonte ne pèse que 7 kilogrammes.

Je tiens à féliciter en terminant M. Ch. Beaudouin du talent qu'il a mis à réaliser ces divers appareils utilisant mon prisme à faces courbes.

**SUR LES SPECTRES DES RAYONS DE RÖNTGEN OBTENUS
AU MOYEN DE LAMES DE MICA ;**

Par M. MAURICE DE BROGLIE.

Il paraît intéressant de signaler un nouveau procédé⁽¹⁾ qui permet d'obtenir simplement et rapidement le spectre fourni par les rayons de Röntgen émanés d'une anticathode ; ce procédé consiste à enrouler une feuille de mica autour d'un noyau cylindrique de 3 centimètres de diamètre, par exemple, et à disposer la surface cylindrique ainsi obtenue de façon à recevoir d'une façon presque tangentielle le faisceau de rayons.

La *fig. 1* montre le schéma de ce montage.

On voit que les différents rayons du faisceau frappent la surface cylindrique sous des angles régulièrement variables depuis zéro jusqu'à une certaine valeur limite. La loi bien connue qui rattache la longueur d'onde réfléchie à l'angle d'incidence fait donc prévoir qu'une plaque photographique placée en AB enregistrera un spectre formé de lignes fines, si le faisceau incident est défini par une fente parallèle aux génératrices du cylindre de mica.

La figure 1 de la planche 1 montre le résultat d'une telle expérience, nous en avons rapproché la *fig. 3* de la même planche, qui reproduit le spectre de la même anticathode (platine d'un tube com-

⁽¹⁾ Voir *C. R.*, mars 1914. M. de BROGLIE et F.-A. LINDEMANN.

merciale ordinaire), obtenu cette fois par réflexion sur une lame plane de mica tournante ⁽¹⁾.

Ce dernier procédé fournit un spectre où la dispersion est normale et se déduit simplement de mesures faites sur le cliché; il est certainement préférable pour une étude de précision; mais la méthode du mica enroulé a l'avantage de fournir simultanément tout le spectre au lieu d'en enregistrer successivement les régions au cours de la rotation du cristal; l'absence de tout mouvement d'horlogerie fait que le cylindre de mica se dispose aussi aisément qu'un prisme et peut s'employer commodément dans une enceinte fermée et peu accessible (par exemple dans le vide).

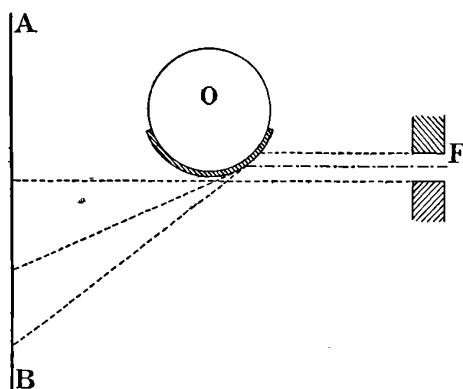


FIG. 1.

Les longueurs d'onde, ou plutôt les angles d'incidence, se déduisent encore de mesures faites sur le cliché, d'après une loi géométrique assez simple.

Les figures de la planche appellent encore quelques remarques. On y voit six ordres de spectres successifs dont les intensités sont *alternées*, les spectres de rang pair ayant des intensités moindres ⁽²⁾. Ce fait est en relation avec des irrégularités périodiques dans le réseau cristallin, qu'on peut schématiquement rapprocher d'un réseau optique où les traits ne seraient pas tous équidistants et également appuyés, mais formeraient cependant des groupes se reproduisant régulièrement, ainsi que l'a montré M. W.-H. Bragg.

(1) Voir *J. de Phys.*, février 1914.

(2) Les chiffres marqués au-dessous de la figure 3 indiquent le rang des spectres d'un doublet bien reconnaissable, non résolu dans le premier spectre.

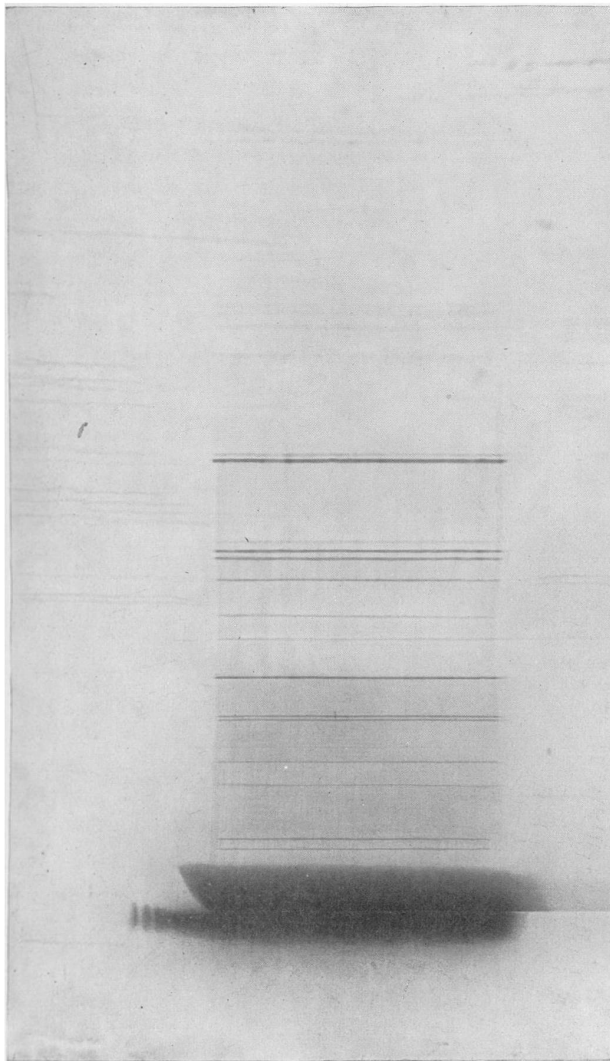
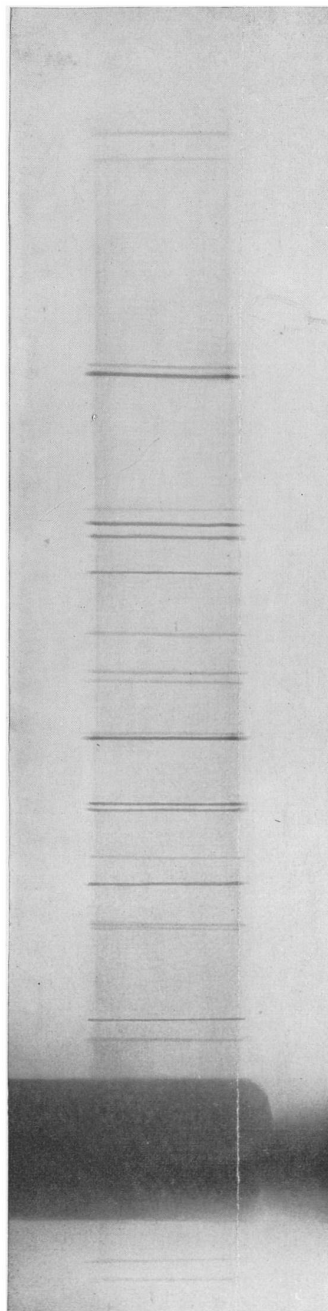


FIG. 2.



1 . 2 3 FIG. 3. 4 5 6

Si l'on comparait la dispersion du mica avec celle d'une face cubique de sel gemme, on verrait que ce dernier cristal a une dispersion 3,58 fois plus forte que la lame de mica qui a été employée. Le spectre du mica est donc beaucoup plus ramassé et se prête moins à l'étude des courtes longueurs d'ondes, trop voisines de la tache centrale, et des détails de structure ; mais, par contre, il est bon, pour l'observation des spectres d'ordre supérieur et des raies à grande longueur d'onde correspondant à des valeurs élevées de l'angle α .

Enfin on peut remarquer que, dans le cas où le faisceau incident émane d'une source sensiblement ponctuelle, il est possible, en enroulant le mica suivant un cylindre dont la directrice serait une spirale logarithmique, d'obtenir une réflexion où l'angle d'incidence serait constant pour tous les rayons du faisceau. La longueur d'onde réfléchie, étant alors également constante, on aura réalisé une source étendue de rayonnement monochromatique.

Je me propose de revenir sur un avantage qu'offre la spectroscopie des rayons X, en particulier par la méthode du cristal tournant, sur la spectroscopie ordinaire des rayons lumineux. On ne rencontre pas, en effet, dans le cas des rayons de Röntgen, les difficultés (provenant surtout de la diffraction) qui limitent la définition des appareils spectraux, et il semble que de ce côté on puisse espérer de grands progrès.

NOTA.— Dans l'article paru au numéro de février du *Journal de Physique* et consacré au spectrographe des rayons de Röntgen, j'ai indiqué⁽¹⁾, pour le rapport des espacements d des faces cubiques de cristaux de sylvine et de sel gemme, les nombres suivants $\frac{d_{\text{KCl}}}{d_{\text{NaCl}}} = 0,995$. Ce résultat, obtenu expérimentalement avec un cristal que je croyais être de la sylvine et qui était étiqueté comme tel dans une collection, se rapporte en réalité à un échantillon impur de sel gemme. Avec un échantillon de chlorure de potassium, cristallisé au laboratoire à partir du chlorure de potassium chimiquement pur, j'ai obtenu :

$$\frac{d_{\text{KCl}}}{d_{\text{NaCl}}} = 1,105,$$

nombre très voisin de celui indiqué par M. Bragg pour la sylvine naturelle.

(1) Page 113.

SUR LE MOUVEMENT LONGITUDINAL DES FILS FLEXIBLES ;

Par M. Louis ROY.

INTRODUCTION.

Considérons un fil homogène, parfaitement flexible, pouvant être affecté de viscosité, dont les extrémités sont fixées aux points d'abscisses $x = 0$ et $x = l$ ($l > 0$). Nous supposons que ce fil ne soit soumis à aucune force extérieure et coïncide, dans sa position d'équilibre, avec l'axe des x . Dans ces conditions, si le fil est en équilibre de température avec le milieu ambiant, ses équations d'équilibre montrent immédiatement que sa tension Θ et sa densité ρ sont les mêmes en tous ses points.

Cela posé, imaginons qu'on imprime au fil un mouvement infiniment petit autour de cette position d'équilibre et soient, à l'instant t ξ, η, ζ les composantes, suivant trois axes rectangulaires ox, oy, oz , du déplacement du point qui, à l'équilibre, avait pour abscisse x .

On reconnaît ⁽¹⁾ que les équations du mouvement transversal restent indépendantes de la viscosité et des variations de température, soit

$$\frac{\partial^2 (\eta, \zeta)}{\partial t^2} = \frac{\Theta}{\rho} \frac{\partial^2 (\eta, \zeta)}{\partial x^2},$$

tandis que la viscosité et les variations de température interviennent dans l'équation du mouvement longitudinal. Si l'on suppose qu'à l'instant initial la température en chaque point du fil soit égale à la température ambiante d'équilibre, les variations de température pendant toute la durée du mouvement resteront généralement très faibles et pourront être négligées dans l'équation du mouvement longitudinal. Celle-ci s'écrit alors, en désignant par Λ le coefficient de viscosité du fil, tel que nous l'avons défini, et en posant

$$(1) \quad \Lambda \frac{\partial^3 \xi}{\partial x^2 \partial t} + a^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0,$$

(1) L. Roy, *Recherches sur la Dynamique du fil flexible* (*Ann. Ec. Norm.*, 3^e série, t. XXIX, p. 417).

En joignant à cette équation les conditions aux limites et les conditions initiales :

$$(2) \quad \begin{cases} \text{pour } x = 0 \text{ et } x = l, & \xi = 0; \\ \text{pour } t = 0, & \xi = f(x), \quad \frac{\partial \xi}{\partial t} = g(x), \end{cases}$$

$f(x)$ et $g(x)$ étant deux fonctions arbitraires données, le déplacement longitudinal ξ se trouve entièrement déterminé en fonction de x et de t .

Dans nos *Recherches sur la Dynamique du fil flexible*, nous avons intégré l'équation (1), en nous plaçant toutefois dans le cas plus général où l'extrémité $x = l$ est animée d'un mouvement donné. La forme de l'intégrale obtenue nous a conduit à une remarque que nous avons faite incidemment et qui pourrait être, croyons-nous, le point de départ d'une méthode de mesure du coefficient de viscosité Λ (2). C'est donc uniquement dans l'espoir de provoquer des recherches expérimentales que nous revenons aujourd'hui sur cette remarque. Nous en profiterons, toutefois, pour appliquer la solution générale à quelques cas particuliers simples et pour donner quelques formules approchées très vraisemblables, correspondant aux cas où la viscosité est très petite ou très grande.

§ I. — EXPRESSION DE L'INTÉGRALE; MOYEN DE DÉTERMINER EXPÉRIMENTALEMENT LE COEFFICIENT DE VISCOSITÉ.

Ainsi que nous l'avons démontré antérieurement (1), l'intégrale des équations (1) et (2) est la suivante :

$$3 \quad \xi, x, t = \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\mu_n t} \sin n\pi \frac{x}{l} \int_0^l \left[f(\alpha) \cos v_n t + \frac{g(\alpha) + \mu_n f(\alpha)}{v_n} \sin v_n t \right] \sin n\pi \frac{\alpha}{l} d\alpha,$$

en posant :

$$\mu_n = \frac{\Lambda n^2 \pi^2}{2l^2}, \quad v_n = \frac{n\pi}{l} \sqrt{a^2 - \left(\frac{\Lambda n\pi}{2l}\right)^2}.$$

On voit qu'à partir d'une certaine valeur de n la quantité sous le

1) L. ROY, *loc. cit.*, p. 427; *Comptes rendus*, t. CLII, p. 1228, séance du 8 mai 1911.

2) L. ROY, *loc. cit.*

radical deviendra négative, de sorte que v_n passera du réel à l'imaginaire. Afin de ne faire figurer dans l'expression (3) que des quantités réelles, considérons les deux nombres entiers consécutifs p et $p + 1$ comprenant entre eux la quantité $\frac{2al}{\pi\Lambda}$, qui ne peut être qu'exceptionnellement un nombre entier, soit

$$p < \frac{2al}{\pi\Lambda} < p + 1;$$

posons encore :

$$(4) \quad v_n = \frac{n\pi}{l} \sqrt{a^2 - \left(\frac{\Lambda n\pi}{2l}\right)^2} \quad \text{pour} \quad n < p,$$

puis

$$(5) \quad v'_n = \frac{n\pi}{l} \sqrt{\left(\frac{\Lambda n\pi}{2l}\right)^2 - a^2} \quad \text{pour} \quad n > p$$

et, pour abrégér,

$$(6) \quad a_n = \frac{2}{l} \int_0^l f(x) \sin n\pi \frac{x}{l} dx, \quad b_n = \frac{2}{l} \int_0^l g(x) \sin n\pi \frac{x}{l} dx;$$

l'intégrale (3) s'écrira d'une manière plus explicite :

$$(7) \quad \xi(x, t) = \sum_{n=1}^p e^{-\mu_n t} \left(a_n \cos v_n t + \frac{b_n + \mu_n a_n}{v_n} \sin v_n t \right) \sin n\pi \frac{x}{l} \\ + \sum_{n=p+1}^{\infty} e^{-\mu_n t} \left(a_n \operatorname{ch} v'_n t + \frac{b_n + \mu_n a_n}{v'_n} \operatorname{sh} v'_n t \right) \sin n\pi \frac{x}{l},$$

ch , sh désignant respectivement le cosinus et le sinus hyperboliques. Il est facile de voir d'ailleurs que les produits $e^{-\mu_n t} (\operatorname{ch}, \operatorname{sh}) v'_n t$ tendent vers la limite commune $\frac{1}{2} e^{-\frac{a^2}{\Lambda} t}$, quand n augmente indéfiniment.

Ainsi les p premiers termes de l'expression (7) de $\xi(x, t)$ sont périodiques amortis, tandis que tous les autres sont apériodiques. Si, donc, la longueur du fil est telle qu'on ait :

$$l < \frac{\pi\Lambda}{2a},$$

on aura $p = 0$, et tous les termes du développement de $\xi(x, t)$ seront

apériodiques. Dans ces conditions, le fil écarté de sa position d'équilibre et abandonné sans vitesse y reviendra asymptotiquement sans effectuer d'oscillations; son mouvement sera apériodique.

Ce résultat suggère immédiatement une remarque, qui pourrait être, croyons-nous, le point de départ d'une méthode de mesure du coefficient de viscosité Λ : le fil ayant tout d'abord une longueur suffisante pour que son mouvement soit périodique amorti, imaginons qu'on réduise progressivement sa longueur en cherchant par tâtonnements la valeur de l , pour laquelle le mouvement devient apériodique critique; quand il en sera ainsi, l'inégalité précédente se changera en une égalité, et il viendra :

$$(8) \quad \Lambda = \frac{2al}{\pi}.$$

Or la quantité :

$$(9) \quad a = \sqrt{-\frac{\partial \Theta}{\partial \rho}}$$

peut être déterminée avec exactitude par des expériences d'extension, en étudiant comment varie la tension Θ en fonction de la densité ρ et de la température T . Cette étude étant supposée faite, il suffit de mesurer la température et la tension du fil pour en déduire la valeur correspondante de a par la formule (9).

La détermination du coefficient de viscosité Λ pourra, par exemple, se faire en employant un sonomètre de longueur suffisante: le chevalet fixe opposé au poids tenseur ainsi que le chevalet mobile devront pincer le fil de manière à constituer effectivement les deux points fixes $x = (0, l)$, en empêchant notamment tout mouvement longitudinal. Le mouvement sera produit en imprimant au fil un déplacement initial sans vitesse, et pourra être étudié en observant le déplacement longitudinal d'une section droite déterminée repérée sur le fil. Pour une valeur de l suffisamment grande, on observera que la section droite considérée revient à sa position d'équilibre après avoir effectué une série d'oscillations; on réduira alors graduellement cette valeur de l en déplaçant le chevalet mobile jusqu'à réaliser la longueur à partir de laquelle la section droite revient à sa position d'équilibre sans la dépasser. L'apériodicité critique se trouvera ainsi atteinte: comme la fonction $\Theta(\rho, T)$ a été déterminée préalablement, la valeur de a se déduira des lectures du poids

tenseur égal à Θ et de la température ambiante T , et la formule (8) fera connaître enfin le coefficient cherché Λ . De plus, en faisant varier les conditions expérimentales, on pourra étudier la variation de ce coefficient en fonction de la densité et de la température, c'est-à-dire déterminer entièrement la fonction $\Lambda(\rho, T)$.

On voit que la recherche de la longueur critique, qui fait connaître le coefficient de viscosité d'un fil, est tout à fait analogue à la détermination de la résistance critique d'un galvanomètre dont on réduirait progressivement la résistance du circuit d'amortissement jusqu'à ce que le cadre revînt à sa position d'équilibre sans la dépasser.

§ II. — CAS PARTICULIERS.

I. Le déplacement initial le plus simple qu'on puisse pratiquement donner au fil est celui résultant d'un déplacement ϵ imprimé à une section droite déterminée $x = h$ ($h < l$). Si, pour fixer les idées, on suppose le déplacement ϵ positif, celui-ci aura pour effet de donner à la portion du fil ($0 < x < h$) une dilatation uniforme $\frac{\epsilon}{h}$ et à la portion ($h < x < l$) une contraction uniforme $\frac{\epsilon}{l-h}$. Dans ces conditions, on aura :

$$\begin{aligned} \text{pour } 0 \leq x \leq h, & \quad f(x) = \epsilon \frac{x}{h}; \\ \text{pour } h \leq x \leq l, & \quad f(x) = \epsilon \frac{l-x}{l-h}. \end{aligned}$$

Nous supposons, en outre, qu'on ait $g(x) = 0$ d'où $b_n = 0$, afin de nous mettre dans les conditions de l'expérience précédente.

On a, dès lors, d'après la première des formules (6),

$$a_n = \frac{2\epsilon}{l} \left[\frac{1}{h} \int_0^h \alpha \sin n\pi \frac{\alpha}{l} d\alpha + \frac{1}{l-h} \int_h^l (l-\alpha) \sin n\pi \frac{\alpha}{l} d\alpha \right]$$

et, tous calculs faits,

$$(10) \quad a_n = \frac{2\epsilon l^2}{\pi^2 h (l-h)} \frac{\sin n\pi \frac{h}{l}}{n^2}.$$

Supposons, pour simplifier, que la section droite observée soit celle

d'abscisse $\frac{l}{2}$ et que ce soit précisément cette section qui, à l'instant initial, ait été écartée de sa position d'équilibre de la quantité ε ; on aura $h = \frac{l}{2}$, et les égalités (7) et (10) nous donneront comme équation du mouvement de la section droite observée :

$$\xi\left(\frac{l}{2}, t\right) = \frac{8\varepsilon}{\pi^2} \left[e^{-\mu_1 t} \left(\cos v_1 t + \frac{\mu_1}{v_1} \sin v_1 t \right) + \frac{1}{9} e^{-\mu_3 t} \left(\cos v_3 t + \frac{\mu_3}{v_3} \sin v_3 t \right) + \frac{1}{25} e^{-\mu_5 t} \left(\cos v_5 t + \frac{\mu_5}{v_5} \sin v_5 t \right) + \dots \right].$$

Quand l'apériodicité critique sera réalisée, v_1 aura tendu vers zéro, et la première parenthèse de la quantité entre crochets aura atteint la limite $1 + \mu_1 t$; en remplaçant alors Λ par sa valeur correspondante $\frac{2al}{\pi}$, l'égalité précédente deviendra :

$$\xi\left(\frac{l}{2}, t\right) = \frac{8\varepsilon}{\pi^2} \left\{ e^{-\pi \frac{at}{l}} \left(1 + \pi \frac{at}{l} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\pi(2n+1)^2 \frac{at}{l}}}{(2n+1)^2} \left[ch\pi (2n+1)^2 \frac{at}{l} \sqrt{1 - \frac{1}{(2n+1)^2}} + \frac{sh\pi (2n+1)^2 \frac{at}{l} \sqrt{1 - \frac{1}{(2n+1)^2}}}{\sqrt{1 - \frac{1}{(2n+1)^2}}} \right] \right\}.$$

II. Le déplacement initial le plus simple mathématiquement est le déplacement sinusoïdal

$$f(x) = \varepsilon \sin \pi \frac{x}{l}.$$

ε désignant une constante. Alors $a_1 = \varepsilon$, tous les autres coefficients étant nuls si l'on suppose encore $g(x) = 0$. La série (7) se réduit donc à son premier terme et il vient :

$$(11) \quad \xi(x, t) = \varepsilon e^{-\mu_1 t} \left(\cos v_1 t + \frac{\mu_1}{v_1} \sin v_1 t \right) \sin \pi \frac{x}{l}.$$

§ III. — FORMULES APPROCHÉES.

I. Λ est très petit. — Il résulte de cette hypothèse que p est très grand, de sorte que la série des termes apériodiques de l'expression (7) peut vraisemblablement être négligée, puisque le rang de son premier terme est déjà très élevé. En outre, la quantité $\left(\frac{\Lambda n \pi}{2l}\right)^2$ reste très petite par rapport à a^2 , tant que n est notablement inférieur au nombre p qui est très grand, et à partir de là on peut admettre que le reste de la série est négligeable, du moins quand les fonctions d'état initial sont telles que la convergence soit assez rapide.

Développons donc v_n suivant les puissances croissantes de Λ ; en nous limitant aux termes en Λ , il viendra :

$$v_n \sim \frac{n\pi a}{l}, \quad \frac{\mu_n}{v_n} \sim \frac{\Lambda n \pi}{2al},$$

le signe \sim désignant une égalité approchée; nous aurons ensuite, d'après l'égalité (7),

$$(12) \quad \xi(x, t) \sim \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\mu_n t} \left(a_n \cos n\pi \frac{at}{l} + \frac{b_n + \mu_n a_n}{\frac{n\pi a}{l}} \sin n\pi \frac{at}{l} \right) \sin n\pi \frac{x}{l}.$$

car nous pouvons donner à n toutes les valeurs entières jusqu'à l'infini, puisque nous admettons que les termes de rang élevé sont négligeables; de cette façon le second membre de l'égalité (12) ainsi que sa dérivée par rapport à t coïncident rigoureusement, pour $t = 0$, avec les fonctions d'état initial.

Soit φ_n l'arc compris entre $-\frac{\pi}{2}$ et $\frac{\pi}{2}$, tel que :

$$\operatorname{tang} \varphi_n = \frac{\frac{b_n}{a_n} + \mu_n}{\frac{n\pi a}{l}};$$

l'égalité (12) s'écrira plus simplement :

$$(13) \quad \xi(x, t) \sim \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\mu_n t} \frac{a_n}{\cos \varphi_n} \left(n\pi \frac{at}{l} - \varphi_n \right) \sin n\pi \frac{x}{l}.$$

Or, pour $\Lambda = 0$, on aurait eu en toute rigueur :

$$(14) \quad \xi(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n}{\cos \psi_n} \cos \left(n\pi \frac{at}{l} - \psi_n \right) \sin n\pi \frac{x}{l},$$

avec

$$\text{tang } \psi_n = \frac{\frac{b_n}{a_n}}{\frac{n\pi a}{l}} < \text{tang } \varphi_n;$$

donc, l'arc ψ_n étant compris entre les mêmes limites que l'arc φ_n , on a

$$\psi_n < \varphi_n.$$

Ainsi, du moins dans les cas où l'approximation faite est légitime, la comparaison des égalités (13) et (14) nous montre que l'effet d'une viscosité très petite est non seulement d'amortir les oscillations, mais de décaler dans le temps chaque oscillation simple par rapport à l'oscillation simple correspondante du mouvement sans viscosité.

Ces approximations, qui sont simplement vraisemblables sans avoir aucun caractère de rigueur dans le cas général, deviennent toutefois entièrement légitimes lorsque les fonctions d'état initial sont telles que le développement en série de l'intégrale $\xi(x, t)$ soit limité. En effet on ne néglige plus alors qu'un nombre fini de termes négligeables. Par exemple, dans le cas déjà traité où :

$$(15) \quad f(x) = \varepsilon \sin \pi \frac{x}{l}, \quad g(x) = 0,$$

on aura

$$\text{tang } \varphi = \frac{\Lambda \pi}{2at}, \quad \cos \varphi \sim 1$$

et par suite :

$$\xi(x, t) \sim \varepsilon e^{-\frac{\Lambda \pi^2}{2l^2} t} \cos \left(\pi \frac{at}{l} - \varphi \right) \sin \pi \frac{x}{l};$$

le décalage dans le temps par rapport au mouvement sans viscosité est alors égal à φ .

II. Λ est très grand. — Il résulte de cette hypothèse que p sera nul, de sorte que le second membre de l'égalité (7) se réduira à sa

276 ROY. — MOUVEMENT LONGITUDINAL DES FILS FLEXIBLES
 seconde ligne. En développant v'_n en série, il viendra :

$$v'_n = \frac{\Lambda n^2 \pi^2}{2l^2} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2al}{\Lambda n \pi} \right)^2 + \dots \right]$$

et, en se limitant aux termes en $\frac{1}{\Lambda}$,

$$(16) \quad v'_n \sim \mu_n - \frac{a^2}{\Lambda}, \quad \frac{1}{v'_n} \sim \frac{1}{\mu_n};$$

par suite :

$$\xi(x, t) \sim \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\mu_n t} \left\{ a_n \left[\operatorname{ch} \left(\mu_n - \frac{a^2}{\Lambda} \right) t + \operatorname{sh} \left(\mu_n - \frac{a^2}{\Lambda} \right) t \right] + \frac{b_n}{\mu_n} \operatorname{sh} \left(\mu_n - \frac{a^2}{\Lambda} \right) t \right\} \sin n\pi \frac{x}{l}.$$

d'où finalement :

$$(17) \quad \xi(x, t) \sim e^{-\frac{a^2}{\Lambda} t} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ a_n + \frac{b_n}{2\mu_n} \left[1 - e^{-2 \left(\mu_n - \frac{a^2}{\Lambda} \right) t} \right] \right\} \sin n\pi \frac{x}{l}.$$

Pour $t = 0$, le second membre se réduit bien à $f(x)$, mais sa dérivée par rapport à t se réduit à :

$$g(x) - \frac{a^2}{\Lambda} \left[f(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b_n}{\mu_n} \sin n\pi \frac{x}{l} \right],$$

expression qui diffère d'ailleurs très peu de $g(x)$; donc, pour que cette dérivée se réduise exactement à $g(x)$, il faudrait, dans l'expression approchée de v'_n donnée par la première des formules (16) négliger la quantité très petite $\frac{a^2}{\Lambda}$ devant la quantité très grande μ_n .

Mais alors, pour $g(x) = 0$, le second membre de l'égalité (17) se réduirait à $f(x)$, même pour $t \neq 0$.

Dans le cas particulier où $g(x) = 0$, on a $b_n = 0$, et la formule (17) se réduit à l'expression très simple :

$$(18) \quad \xi(x, t) \sim e^{-\frac{a^2}{\Lambda} t} f(x);$$

le fil reprend très lentement sa position d'équilibre en restant semblable à lui-même.

Ces approximations, qui sont seulement vraisemblables dans le cas général, deviennent entièrement légitimes si les fonctions d'état initial sont telles que la série (7) se réduise à un nombre limité de termes. Par exemple, lorsque les conditions initiales sont définies par les formules (15), l'égalité (18) est entièrement légitime et devient :

$$\xi(x, t) \sim \varepsilon e^{-\frac{\alpha^2}{\Lambda} t} \sin \pi \frac{x}{l}$$

SUR L'ABSORPTION DU RAYONNEMENT PAR RÉSONANCE DE LA VAPEUR DE MERCURE ;

Par M. A. DE MALINOWSKI.

Une étude du « rayonnement par résonance »⁽¹⁾ de la vapeur de mercure a montré que la raie λ 2536,7 Å, excitée par résonance, est composée elle-même de quelques raies très fines⁽²⁾.

Leur largeur ne peut pas beaucoup dépasser la valeur limite qui est fixée pour chaque rayonnement monochromatique par l'agitation thermique des particules rayonnantes.

Un calcul très simple montre que, si la raie d'absorption a une structure tout à fait semblable à la raie d'émission, le pouvoir absorbant de la vapeur doit diminuer quand la lumière atteint des couches de plus en plus profondes. Le coefficient d'absorption diminue à mesure qu'on prend pour le déterminer des couches d'une plus grande épaisseur ; c'est ce que les expériences ont vérifié.

Théorie. — C'est de ce point de vue que M. Gouy a traité la question d'absorption dans ses recherches importantes sur les flammes colorées⁽³⁾.

MM. F. Ladenburg et F. Reiche⁽⁴⁾ ont développé dans une étude approfondie une théorie de l'absorption sélective, en se basant sur

⁽¹⁾ Wood, *Physik. Zeitschr.*, t. XIII, p. 353 ; 1912.

⁽²⁾ Av. MALINOWSKI, *Phys. Zeitschr.*, t. XIV ; 1913.

⁽³⁾ Voir par exemple GOUY, *J. de Phys.*, 1^{re} série, t. IX, p. 49 ; 1880.

⁽⁴⁾ F. LADENBURG et F. REICHE, *Ann. d. Phys.*, t. XI, 1913, p. 481.

J. de Phys., 5^e série, t. IV. (Avril 1914.)

les formules de Drude et Voigt, qui donnent la structure de la raie absorbante en négligeant l'élargissement des raies dû à l'effet Doppler. Cette théorie explique bien les résultats des recherches de MM. Gouy et Ladenburg. Il semble cependant possible, pour un gaz très raréfié, ce qui est le cas du rayonnement par résonance, de traiter l'absorption sélective en faisant usage de la formule de lord Rayleigh.

Supposons, alors, que dans une raie spectrale la répartition d'énergie suive la loi :

$$(1) \quad I_n^0 = I_0 e^{-\varepsilon^2 n^2},$$

où I_n^0 est l'intensité de lumière pour la valeur de n considérée, I_0 l'intensité de la partie centrale de la raie, $n = \frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}$, λ_0 et λ étant les longueurs d'onde de la partie centrale de la raie et de la partie considérée, ε une constante qui dépend des conditions de température et du poids atomique du gaz.

Si nous admettons, par analogie, que le pouvoir absorbant d'une couche infiniment mince de la vapeur suit aussi cette loi, nous obtenons pour chaque fréquence n un coefficient d'absorption :

$$K = K_0 e^{-\varepsilon^2 n^2},$$

où K_0 est le coefficient d'absorption pour la partie centrale de la raie. Quand la vapeur absorbante a la même température que la source de lumière, la constante ε garde la même valeur. Dans le cas étudié du rayonnement par résonance de la vapeur de mercure, l'absorption se produit dans les conditions parfaitement identiques à celle de l'émission.

Pour une certaine valeur de n , l'intensité I_n de la lumière incidente diminue par le passage à travers une couche d'épaisseur dl de la quantité :

$$dI_n = I_n K_0 \cdot e^{-\varepsilon^2 n^2} dl,$$

d'où :

$$I_n = I_n^0 \cdot e^{-K_0 e^{-\varepsilon^2 n^2} \cdot l}.$$

En remplaçant la valeur initiale de l'intensité I_n^0 par I_0 , tirée de la formule (1), on obtient :

$$(2) \quad I_n = I_0 \cdot e^{-\varepsilon^2 n^2} \cdot e^{-K_0 l \cdot e^{-\varepsilon^2 n^2}},$$

On n'observe en réalité qu'une intensité totale I' , somme des intensités qui correspondent à toutes les fréquences.

$$I' = \int_{-\infty}^{+\infty} I_n dn.$$

Pour l'intensité initiale I'_0 de la lumière incidente, nous obtenons l'expression :

$$I'_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} I_0 e^{-\varepsilon^2 n^2} dn = \frac{\sqrt{\pi}}{\varepsilon} I_0,$$

et pour l'intensité totale I' de la lumière, qui a traversé une couche absorbante d'une épaisseur l :

$$I' = I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\varepsilon^2 n^2} \cdot e^{-K_0 l \cdot e^{-i^2 n^2}} dn.$$

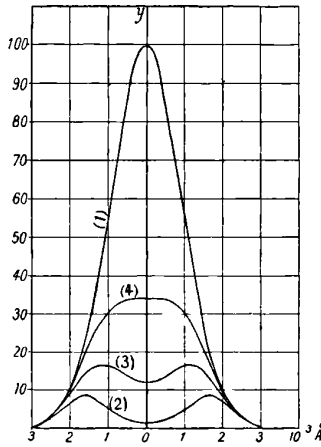


FIG. 1.

En substituant $\varepsilon n = z$, on a :

$$I' = \frac{1}{\varepsilon} I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-z^2} \cdot e^{-K_0 l \cdot e^{-z^2}} dz.$$

Le développement en série donne :

$$e^{-K_0 l} e^{-x^2} = 1 - K_0 l e^{-x^2} + \frac{K_0^2 l^2}{2} e^{-2x^2} - \dots + \frac{(-1)^n \cdot K_0^n l^n \cdot e^{-nx^2}}{n!} \dots$$

Or :

$$I' = I_0 \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{\varepsilon} \left[1 - \frac{K_0 l}{\sqrt{2}} + \frac{K_0^2 l^2}{1 \cdot 2 \cdot \sqrt{3}} - \dots + \frac{(-1)^n \cdot K_0^n l^n}{n! \sqrt{n+1}} + \dots \right].$$

Le rapport de cette intensité initiale I' à l'intensité I'_0 est :

$$(3) \quad \frac{I'}{I'_0} = 1 - \frac{K_0 l}{\sqrt{2}} + \frac{K_0^2 l^2}{1 \cdot 2 \cdot \sqrt{3}} - \dots + \frac{(-1)^n \cdot K_0^n l^n}{n! \sqrt{n+1}} \dots$$

Le coefficient d'absorption K_0 pour le centre de la raie doit être calculé à partir des résultats expérimentaux. Pour les couches très minces, on peut poser :

$$\frac{I'}{I'_0} = 1 - \frac{K_0 l}{\sqrt{2}}.$$

Si on connaît le coefficient d'absorption K' , calculé d'après la formule ordinaire :

$$I' = I_0 e^{-K' l},$$

pour les couches très minces, on peut accepter pour K_0 la valeur :

$$(4) \quad K_0 = K' \sqrt{2}.$$

Nous avons figuré sur le diagramme (*fig. 1*) : 1° la répartition d'énergie dans la raie λ 2536,7 Å de mercure, calculée d'après la formule (1) (courbe 1); 2° ce qui reste de la raie (1), après que la lumière a traversé des couches de vapeur de mercure dans le vide d'épaisseurs 2 centimètres, 1 centimètre et 0^{cm},5 (courbes 2, 3, 4).

Ces courbes sont tracées d'après la formule (2), le coefficient K_0 étant égal à 3,41 (Voir form. 5, p. 285).

Pour les épaisseurs au-dessus de 0^{cm},5, il commence à se produire un renversement de la raie, avec formation de deux maxima, qui s'écartent de plus en plus l'un de l'autre, à mesure que l'épaisseur de la couche absorbante augmente.

Vérification de la théorie. — La source de lumière était une petite

« lampe de résonance » (1). Elle était constituée par deux lames de quartz à 90° l'une de l'autre, fixées sur une boîte de laiton.

La grandeur des lames était de $1 \times 2,5$ centimètres et $2,5 \times 2,5$ centimètres. La boîte de laiton contenait une goutte de mercure et était en communication par une tubulure avec la pompe à vide.

Les parties en laiton étaient recouvertes de noir de fumée pour éviter la diffusion de la lumière par les parois.

Le rayonnement par résonance était excité par une lampe en quartz à amalgame de mercure, construite par Heraeus.

La lumière de cette lampe est dirigée au moyen d'une lentille achromatique en quartz et fluorine sur la lame la plus étroite de la lampe de résonance et concentrée près de la surface interne de l'autre lame de quartz. Le rayonnement par résonance, qui sortait dans la direction perpendiculaire à celle de la lumière excitatrice de la lampe à mercure, passait à travers une autre lentille en fluorine de façon à rendre parallèle le faisceau qui, à la sortie de la lame, est un peu divergent. Plus loin, la lumière rencontrait le tube à absorption, qui contenait aussi un peu de mercure.

Ce tube en laiton, fermé aux deux extrémités par deux lames de quartz parallèles, était en communication avec la pompe à vide par l'intermédiaire d'un tube de verre recourbé à angle droit et muni d'un rodage.

Le tube à absorption est placé entre deux fentes immobiles, et peut être écarté de cette position en tournant le tube de verre autour de son axe. On a fait cinq tubes semblables, tous de 2 centimètres de diamètre, mais de longueurs différentes : 42 millimètres, 18 millimètres, 5 millimètres, 2 millimètres, 1^{mm}, 2.

Les tubes étaient toujours fermés avec les mêmes lames de quartz. De cette façon on pouvait déterminer une fois pour toutes la quantité de lumière perdue par réflexion sur les lames. La pression de l'air dans la lampe de résonance, ainsi que dans le tube à absorption, ne dépassait pas quelques millièmes de millimètre. La température était celle de la chambre, 20° C. environ. Des écrans en papier noir empêchaient que la lumière diffusée par la lampe à mercure ne se mélangeât avec le rayonnement par résonance. L'intensité du rayonnement à la sortie du tube à absorption était mesurée par une méthode photoélectrique, avec une cellule placée en

(1) *Resonanzlampe*, voir WOOD, *l. c.*

arrière de la deuxième fente. La cellule était d'une construction très simple (1). La partie sensible à la lumière était constituée par une petite calotte en platine soigneusement polie. Elle était mise en communication avec le pôle négatif d'une batterie d'accumulateurs à haute tension.

A quelques millimètres de la surface de cette calotte étaient placés deux fils de platine bien isolés, pouvant être mis en communication soit avec une paire de quadrants d'un électromètre, soit avec le sol par l'intermédiaire d'une résistance à alcool amylique. L'autre paire de quadrants était reliée au sol.

La cellule était munie d'une fenêtre fermée par une lame de quartz et d'un robinet. Elle était remplie d'hydrogène à une pression d'environ 16 centimètres. La cellule photo-électrique en platine, qui n'est sensible qu'à la partie ultra-violette du spectre, permet de travailler dans la chambre en plein jour, sans avoir de précaution à prendre pour éviter la lumière diffuse.

Pour se rendre compte de la sensibilité de la cellule, et pour s'assurer qu'il y avait proportionnalité entre l'intensité de la lumière et les déviations de l'électromètre, on a fait les mesures suivantes.

Avec un monochromateur en quartz, on a isolé la raie λ 2536,7 Å du spectre, donnée par une lampe à mercure, et on a dirigé vers la cellule un faisceau de lumière parallèle. Devant la fente du monochromateur, on a placé un écran avec une fenêtre pouvant être fermée par deux plaques de métal, chacune d'elles couvrant à peu près la moitié de la fenêtre. On a laissé d'abord la première moitié de la fenêtre ouverte.

L'électromètre donnait une déviation de 47^{mm},4. Puis on l'a fermé, et on a laissé la lumière passer par l'autre moitié de la fenêtre : la déviation était 46^{mm},1. Puis on a laissé la fenêtre entièrement ouverte : la déviation devint 93^{mm},9. La somme des déviations de l'électromètre dans les deux premiers cas donne 93^{mm},5. Dans les limites des erreurs d'expériences, les déviations de l'électromètre étaient donc proportionnelles à l'intensité de la lumière incidente.

On a obtenu les mêmes résultats avec des secteurs d'aire variable, coupés sur un disque tournant avec une vitesse uniforme.

Pour les mesures d'absorption, il était nécessaire d'obtenir un rayonnement par résonance d'une intensité aussi constante que

(1) Voir KREUSSLER, *Ann. d. Phys.*, t. 6, p. 412; 1901.

possible. Au moment où on allume la lampe excitatrice et pendant les quelques secondes suivantes, le rayonnement est très vif, puis diminue rapidement (¹). Il est intéressant d'observer cet effet par la méthode photoélectrique.

On voit une variation énorme dans les déviations de l'électromètre au moment où, la colonne de mercure se rompant, il se produit un arc, et quelques instants après. Mais le rayonnement qui reste est encore d'une intensité suffisante pour rendre possibles les mesures, même en laissant la lampe brûler sans interruption pendant plusieurs heures. Au bout d'une heure, le rayonnement devient à peu près constant. Toutefois, pour diminuer autant que possible les erreurs dues aux variations de l'intensité, toujours inévitables, on a fait toutes les mesures d'absorption, en comparant les déviations de l'électromètre obtenues en interposant le tube à absorption à celles obtenues immédiatement après, en enlevant ce tube.

On a répété ces observations successives, jusqu'à ce qu'au moins quatre observations consécutives eussent donné des valeurs qui ne différeraient plus que de 3 0/0 l'une de l'autre.

La table I contient quatre séries de ces mesures. On a calculé la moyenne de chaque série séparément, tandis que le résultat définitif est la moyenne de ces quatre nombres. La table suivante II contient seulement les résultats définitifs.

Pour connaître la quantité de lumière, dissipée par réflexion sur les lames de quartz, on s'est servi d'un tube en papier noir, d'un diamètre égal à celui des tubes à absorption et fermé par les mêmes lames. Les résultats des observations sont donnés dans la table I. Les nombres I et I₀ représentent les déviations de l'électromètre.

TABLE I.

I (avec tube)	I ₀ (sans tube)	$\frac{I}{I_0} \cdot 100$
74,3	99	76,8
76,2	97	
79,3	105	77,0
80,5	103	
80,5	104	
81,0	105	77,3
79,0	102	
72,0	97	75,8
73,5	95	
Moyenne.....		76,7

¹ Voir WOOD, *l. c.*

Il fallait donc multiplier le nombre qui donnait l'intensité de la lumière après le passage à travers le tube à absorption par $\frac{100}{76,7} = 1,30$, pour corriger le résultat de la perte de lumière produite par réflexion sur des lames.

Cette perte de lumière, calculée théoriquement, est 21,3 0/0 (indice de réfraction $n = 1,60$), ce qui est d'accord avec le résultat obtenu (23,3 0/0).

Pour s'assurer que le rayonnement qui sort de la lampe de résonance ne contient pas de la lumière diffusée par la lampe à mercure, on a analysé ce rayonnement avec un spectrographe en quartz. Les photographies présentent toujours une seule raie $\lambda 2536,7 \text{ \AA}$. Puis, en cours de travail, même sans changer la disposition des appareils, on a fait ce contrôle par un procédé très simple. On a laissé rentrer de l'air dans la lampe de résonance⁽¹⁾ et comparé les déviations de l'électromètre obtenues avec le vide et avec l'air. Les déviations avec l'air ne dépassaient pas de 2-3 0/0 la valeur obtenue avec le vide. En outre, la lumière, émise par la lampe de résonance remplie d'air, était encore très fortement absorbée par le tube à absorption, maintenu vide. Ceci montre que cette lumière était composée, en majeure partie, de rayonnement par résonance.

La table II donne les résultats des mesures faites sur absorption du rayonnement par résonance dans le vide, par les tubes de longueur différente.

Longueur l des tubes (centim.)	$\frac{I}{I_0} \cdot 100$ (observ.)	K (coefficient d'abs.)	$\frac{I}{I_0} \cdot 100$ (calc.)
4,2	4,9	0,72	—
1,8	9,5	1,31	7,7
0,5	41,5	1,76	36,9
0,2	65,0	2,15	65,5
0,12	76,6	2,22	76,8

La première colonne contient les longueurs l des tubes à absorption, la deuxième le rapport de l'intensité de la lumière I , qui a traversé le tube, à l'intensité I_0 , mesurée sans interposition du milieu absorbant, le résultat étant corrigé au point de vue de la réflexion sur les lames. La troisième colonne contient le coefficient d'absorp-

(1) Ce qui devait faire disparaître la résonance (Wood, *l. c.*).

tion K , calculé d'après la formule ordinaire :

$$I = I_0 e^{-Kl}.$$

Il résulte de ces nombres que le coefficient d'absorption augmente systématiquement à mesure que l'on prend, pour le déterminer, des couches de vapeur de plus en plus minces. Pour les couches très minces, 2-4,2 millimètres, cette augmentation ne dépasse plus les erreurs d'observation qui atteignaient quelques unités pour cent. Pour calculer le coefficient K_0 , qui entre dans le développement en série (3), il est nécessaire de connaître les valeurs K' pour les couches infiniment minces. On a pris $K' = 2,2$. En vertu de la formule (4), on doit avoir :

$$(5) \quad K_0 = 2,2 \sqrt{2} = 3,11.$$

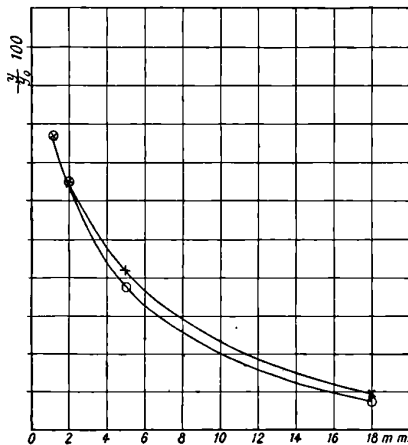


FIG. 2.

Dans la quatrième colonne sont placées les quantités $\frac{I}{I_0}, 100$, calculées d'après la formule (3). On n'a pas continué le calcul pour des épaisseurs plus grandes que 1^c,8, car déjà pour cette valeur de l la convergence de la série (3) devient si faible qu'il faut calculer au moins dix-huit termes pour obtenir sa valeur avec une exactitude suffisante. Il résulte de ces nombres que l'absorption, calculée théoriquement ne diffère pas beaucoup de celle qui est donnée par l'expérience. La *fig. 2* représente deux courbes avec les valeurs de

$\frac{I}{I_0}$ 100 prises comme ordonnées, les abscisses étant les épaisseurs des couches absorbantes. La courbe supérieure représente les données expérimentales, tandis que l'autre est la courbe théorique qui représente la formule (3).

Ces courbes, qui ont le même point de départ, puisque la valeur K_0 a été déduite de l'expérience, s'écartent pour des couches plus épaisses.

L'expérience fournit des intensités de lumière un peu plus grandes que la théorie. On peut en donner quelques raisons, notamment que l'épaisseur de la couche rayonnante de la lampe de résonance elle-même peut avoir une influence sur la largeur de la raie émise. Celle-ci sera moins absorbée par la raie d'absorption qui reste de la même largeur.

En effet, si nous augmentons la couche rayonnante en remplaçant la lampe de résonance par une autre (lames de $2,5 \times 2,5$ centimètres), le rayonnement devient bien moins absorbable par la vapeur de mercure.

Cette différence dans la structure des raies doit jouer un rôle plus important pour les couches absorbantes plus épaisses, car alors le milieu de la raie est presque entièrement absorbé et toute la lumière vient des bords de la raie.

Ce travail porte sur une partie des recherches que j'ai exécutées dans le laboratoire du professeur F. Paschen à Tubingue (1912-1913).

Je suis heureux d'adresser mes remerciements à M. P. Langevin, qui a bien voulu me donner des indications très précieuses relatives à la partie théorique de ce travail.

ÉCHELLE EXPONENTIELLE DES TEMPÉRATURES ;

Par M. THADÉE PECZALSKI.

Le système des températures centigrades, qui est généralement adopté, est certainement le plus simple et le plus commode pour les applications; aussi est-il probable qu'il ne sera jamais remplacé dans l'usage courant.

D'autres systèmes peuvent pourtant présenter des avantages par-

ticuliers, par exemple, celui que je vais exposer ici, que l'on peut nommer *système différentiel*, en ce sens que tous les *intervalles de température* exprimés par le même nombre sont rigoureusement égaux entre eux. Cette propriété est précieuse, surtout en ce qui concerne la détermination des coefficients de conductibilité, de chaleur spécifique et autres, qui repose sur la mesure de différences de température, car les différences indiquées par le thermomètre ordinaire n'ont pas la même valeur dans tout le domaine.

Depuis W. Thomson (¹), on définit les températures dites thermodynamiques au moyen des quantités de chaleur reçues et cédées le long des isothermes d'un cycle de Carnot, parcouru d'une manière réversible, de façon que le rendement ait pour expression :

$$R = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

La température thermodynamique se trouve donc rapportée à un quotient.

On démontre que le rendement d'une machine thermique ne pourra jamais atteindre l'unité, car, s'il atteignait la valeur 1, la machine réaliserait un *perpetuum mobile*. Or R peut tendre vers l'unité de deux manières, soit par abaissement de la température du condenseur T_2 , soit par élévation de la température de la chaudière T_1 . Et on voit qu'au point de vue du rendement les intervalles ou chutes de température entre une température finie quelconque et le zéro absolu, et entre une température finie et une autre infiniment grande, seront équivalents.

Autrement dit, dans l'échelle de température définie, non par les quotients, mais par des différences égales (température différentielle) ce qu'on appelle zéro des températures thermodynamiques sera une température de $-\infty$. Pour n'avoir pas à parler de températures négatives, nous pouvons exprimer l'idée précédente en considérant qu'une certaine différence de températures $t_1 - t_2$ peut croître indéfiniment soit par diminution de t_2 soit par augmentation de t_1 , dans le système de température différentielle. Ou bien mathématiquement, T est une fonction de la température différentielle :

$$T = f(t).$$

telle qu'à une température $t = -\infty$ T aura la valeur de zéro.

¹ Voir aussi le mémoire de M. LIPPMANN, *J. de Ph.*, 2^e série, t. III, p. 53 et 277; 1884.

Dans une des notes publiées aux *Comptes rendus* (1), nous avons obtenu l'équation générale des transformations des gaz :

$$(1) \quad vp = Ae^{\int_{t_0}^t adt + m_1 p + \frac{m_2}{2} p^2 + \dots}$$

où a est le premier membre du développement :

$$(2) \quad \alpha = \frac{1}{v} \frac{dv}{dt} = a + a_1 p + a_2 p^2 + \dots$$

et les coefficients m_1, m_2, \dots sont des fonctions de la température seule, ils sont les mêmes que dans le développement :

$$(3) \quad \frac{\alpha}{\beta} = 1 - m_1 p - m_2 p^2 - \dots$$

$\alpha = \frac{1}{v} \frac{dv}{dt}$ et $\beta = \frac{1}{p} \frac{dp}{dt}$ sont deux coefficients de dilatation à pression constante et à volume constant.

On peut écrire l'équation (1)

$$(1)' \quad vp = Ae^{\int_{t_0}^t adt} \cdot e^{m_1 p + \frac{m_2}{2} p^2 + \frac{m_3}{3} p^3 + \dots}$$

pour les gaz parfaits tous les coefficients m_1, m_2, \dots seront égaux à zéro, par conséquent le deuxième facteur de la partie droite de (1) est égale à l'unité; donc la dilatation du gaz parfait sera expliquée par la variation du premier facteur, on a par suite :

$$(4) \quad Ae^{\int_{t_0}^t adt} = RT,$$

R est la constante des gaz parfaits et T la température des gaz parfaits qui se confond avec la température thermodynamique.

On peut encore écrire (4):

$$(5) \quad T = T_0 e^{\int_{t_0}^t adt},$$

T_0 étant la température initiale. — t est une température essen-

(1) T. PECZALSKI, *C. R.*, juillet 1913.

tiellement différentielle, puisque, de la définition même des coefficients α et β , il résulte que dt a une valeur indépendante de la température, ce qui n'est vrai que dans l'échelle des températures différentielles, où deux intervalles de températures seront égaux quand ils seront exprimés par le même nombre; ceci est évidemment vrai, même pour des intervalles infiniment petits dt .

Lorsque la température est définie autrement que par des différences égales, on n'aura plus l'égalité des différentielles, comme c'est le cas pour la température thermodynamique, où les différences des températures finies ou infiniment petites dépendent de la température initiale, à partir de laquelle on observe ces différences.

Citons ici l'exemple bien connu de la vaporisation de deux mélanges de liquides : l'oxygène et l'azote liquides d'une part et l'alcool ordinaire et l'eau d'autre part. Les différences de température de liquéfaction exprimées en degrés thermodynamiques de ces deux groupes de liquides sont de même ordre, et l'expérience montre que l'azote dans le premier mélange se sépare beaucoup plus vite que l'alcool dans le deuxième cas. Cet exemple montre que la différence de température dans le premier cas, qui est de $14^{\circ},4$, vaut plus que la différence de $21^{\circ},7$ dans le deuxième cas. Et en effet ces différences exprimées dans une des échelles différentielles (qui sera définie dans la suite) est de 57° dans le cas de l'azote et de l'oxygène, et elle n'est que de $20^{\circ},6$ dans le cas de l'alcool et de l'eau.

Lorsqu'on suppose que a , dans les formules (2) et (5), est une constante, on a :

$$(6) \quad T = T_0 e^{a(t-t_0)},$$

Les coefficients a_1, a_2, \dots de la série (2) étant des fonctions de la température seule, décroissantes avec la température au-dessus d'une température déterminée pour chaque gaz : pour l'hydrogène par exemple, au-dessus de -101 degrés centigrades.

Si donc a était une constante, α tendrait, à température croissante, vers une limite égale à a ; on peut définir a comme coefficient de dilatation $\frac{1}{v} \frac{dv}{dt}$ ou $\frac{1}{p} \frac{dp}{dt}$ à température infinie. En outre la constante a sera la même pour tous les gaz; par suite la température t , définie par la relation (6), que nous appellerons dans la suite *température exponentielle*, ou encore *logarithmique*, est aussi absolue, en ce sens que sa définition ne dépend d'aucune substance.

Si l'on veut conserver la notation des deux repères fondamentaux de la thermométrie dans cette nouvelle échelle des températures, à savoir : 0° pour la température de la glace fondante et 100° pour la température de l'eau bouillante sous la pression normale, on aura :

$$\mathcal{L}(1 + 100\alpha_1) = 0,312085 = 100a$$

où α_1 désigne le coefficient de dilatation de Gay-Lussac, donc :

$$a = 0,00312085.$$

On aurait pu aussi bien l'appeler « température logarithmique ».

Les calculs de la température de liquéfaction sous la pression atmosphérique et de la température critique des différents gaz, nous permettent d'énoncer la loi empirique suivante, que *l'intervalle des températures exprimées en degrés exponentiels entre la température d'ébullition normale et la température critique est du même ordre de grandeur pour toutes les substances*; alors qu'il n'en est pas du tout ainsi avec les autres échelles de températures.

TABLEAU I.

Substances	T (°)	θ (°)	$(\theta - T)$ (°)
H ₂	— 834,5	— 657,3	159
N ₂	— 405,0	— 245,0	160
CO.....	— 378,1	— 230,0	148
O ₂	— 348,1	— 181	167
CO ₂	— 110,3	+ 34,5	145
C ₂ H ₂	— 98,4	+ 39,2	138
N ₂ O.....	— 128	40,3	168
HCl.....	— 116	55,8	172
NH ₃	— 41,9	126,4	169
CH ₃ Cl.....	— 29,1	134,8	164
SO ₂	— 11,2	144,4	156
(C ₂ H ₅) ₂ O.....	+ 37,1	172,3	135
H ₂ O.....	100	271	161
I.....	165,3	338,4	173

T (°) est la température de liquéfaction sous une atmosphère et θ (°) la température critique, les deux exprimées en degrés exponentiels.

Exprimées en fonction des températures absolues, les valeurs du tableau précédent deviennent :

TABLEAU II.

Substances	T' (ébull.)	θ' (crit.)	$\theta' - T'$
H ²	— 252,8	— 240	12,8
N ²	— 195,8	— 146	49,8
CO	— 190	— 139,5	51,5
O ²	— 181,4	— 118	63,4
CO ²	— 79,1	+ 31,35	110,45
C ² H ²	— 72,2	+ 35,5	107,7
N ² O	— 89,8	36,5	126,3
HCl	— 83	52	135
NH ³	— 33,5	132	165,5
CH ³ Cl	— 23,7	143,2	166,9
SO ²	— 10	153,4	165,4
(C ² H ²) ² O	34,6	194,4	159,8
H ² O	100	365	265
I	184,4	512	327,6

Le tableau I montre que, pour beaucoup de substances, $\theta - T$ a une valeur moyenne de 160° exponentiels, mais que, pour beaucoup d'autres, la valeur de $\theta - T$ diffère sensiblement de la moyenne, écarts qu'on ne peut pas expliquer par suite d'erreurs expérimentales commises sur T ou θ . Cette différence est peut-être due à ce que le point d'ébullition n'est pas déterminé sous les pressions correspondantes. Il n'est pas impossible qu'à une pression convenable T ait une valeur telle que la loi $\theta - T = C^{10}$ soit vérifiée en toute rigueur. On peut se demander si cette pression n'est pas la limite de refraction, parce que c'est la pression qui est équivalente au point de vue de la loi des états correspondants, pour toutes les substances.

En prenant comme moyenne $\theta - T = 160^\circ \epsilon$ (exponentiels) et connaissant la température d'ébullition T sous une atmosphère, on peut calculer les températures critiques des substances dont la détermination directe n'est pas jusqu'ici expérimentalement possible.

On trouve :

Substances	T (c)	θ (c)	T (centigr.)	θ (centigr.)
Mercure.....	270	430	357	773
Zinc.....	472	632	918	1687
Aluminium...	650	810	1800	3145
Cuivre.....	693	853	2100	3636
Fer.....	738	898	2450	4250

Appliquons les températures exponentielles au calcul des coefficients de conductibilité de quelques cristaux d'après les valeurs

292 PECZALSKI. — ÉCHELLE EXPONENTIELLE DES TEMPÉRATURES
 données par les expériences de Eucken (1). Le coefficient de conduc-
 tibilité k est donné par

$$k = \frac{dm}{dT};$$

m est indépendant de l'échelle de température alors que dT en dépend. En particulier dans le problème actuel on trouve, d'après la formule (6),

$$dT = T_0 e^{a(t-t_0)} adt$$

ou bien

$$dT = aTdt$$

Les expériences d'Eucken ont donné :

Substances	K . 10 ⁻³ (centigr.)			
	- 190°	- 78°	0°	100°
Fluorure de calcium ..	93,2	36,0	24,7	19,1
Spath d'Islande	37,8	13,8	10,3	8,5
Quartz II		47	33	
Quartz I	59	24	17	13
Sel gemme	64	25	17	12

Dans le système de températures exponentielles, ce tableau devient

Substances	K . 10 ⁻³ (expon.)			
	- 383°	- 108°	0°	100°
Fluorure de calcium ..	23	22,5	21	23
Spath d'Islande	9,9	9,0	8,8	9,8
Quartz II		28,7	28,1	
Quartz I	15,3	14,6	14,5	15
Sel gemme	17	15	14	14

Les données des expériences de Eucken sont précises qu'à 10 0/0; on peut donc conclure, d'après le dernier tableau, que *le coefficient de conductibilité des cristaux est constant dans l'échelle des températures exponentielles*. — En résumé, d'après tout ce qui précède, on voit que le système des températures exponentielles présente comme avantages : 1° de rendre constants les coefficients de dilatation $\frac{1}{v} \frac{dv}{dt}$ et $\frac{1}{p} \frac{dp}{dt}$ des gaz parfaits ; 2° de rapprocher certaines températures dans tous les domaines, et 3° d'égaliser le coefficient de conductibilité à diverses températures (2).

(1) *Ann. de Phys.*, 4^e série, t. XXXIV, p. 185-221 ; 1911.

(2) Voir aussi p. 217.

POMPE A MERCURE AUTOMATIQUE :

Par M. KLEIN.

Cette pompe à mercure est actionnée par une trompe à eau servant à la fois de machine à vide préliminaire et de machine motrice.

Il a été décrit ici même⁽¹⁾ un appareil analogue, mais sa construction était délicate. Le nouvel appareil, qui nous a été demandé par M. Pilon et qui a été exécuté par lui, est d'une construction beaucoup plus pratique tout en ayant des dimensions encore plus petites et une plus grande vitesse de fonctionnement. Il est assez différent de l'ancien pour être considéré comme nouveau.

Description. — En principe, l'appareil comporte, comme les anciennes pompes à remontage à la main, une boule-pompe et un récipient à mercure. Mais, au lieu que les gaz soient évacués directement dans l'atmosphère, ils sont évacués dans une canalisation reliée à une trompe à eau et, au lieu que les déplacements du mercure soient produits par les déplacements du récipient, ils sont produits par le fait que ce dernier est mis en communication alternativement et automatiquement avec l'atmosphère et avec la trompe à eau par le jeu d'un dispositif convenable.

Parmi les difficultés qui se présentent dans la réalisation d'un appareil de cette nature, il y en a deux principales : le point mort du dispositif d'inversion des communications et le coup de bélier au moment où la boule-pompe achève de se remplir de mercure. On a justement utilisé le coup de bélier pour franchir le point mort.

L'appareil se compose essentiellement d'un corps de verre d'une seule pièce fixé verticalement contre un support et représenté au simple trait sur la figure 1. La boule P est la boule-pompe et la boule M est le récipient à mercure. Sur ce corps de verre se fixent deux pièces essentielles figurées en hachures : le dispositif inverseur, I, et le dispositif d'aspiration et d'évacuation des gaz, A.

Dispositif inverseur. — Il a pour but de mettre le récipient M en communication alternativement avec l'atmosphère et avec la trompe à eau. Il se compose d'un flotteur en verre, F (fig. 2), et d'une pièce

(1) Voir 4^e série, t. IX, p. 41; 1910.

J. de Phys., 5^e série, t. IV. (Avril 1914.)

métallique, L, portée par un bouchon de caoutchouc, B. Le flotteur est muni d'une tige d'acier qui se termine par un cylindre, *m*. La pièce métallique est percée de trois canaux, *a*, *b*, *c*. Le premier, *a*, sert de guide à la tige du flotteur. Le deuxième, *b*, communique avec l'atmosphère par le trou *o* quand le flotteur est soulevé. Le troisième,

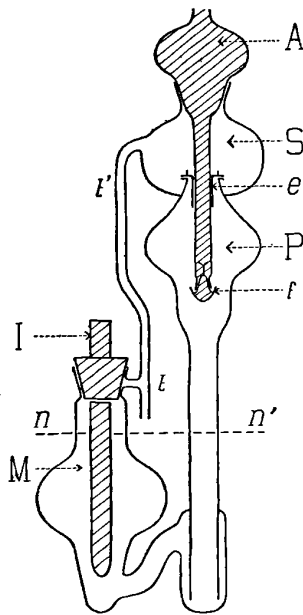


FIG. 1.

c, communique constamment avec la trompe à eau par un trou percé dans l'épaisseur du bouchon vis-à-vis d'une tubulure, *t*, du corps de verre. Sur la pièce métallique s'adapte à frottement dur un capuchon, C, muni d'une vis *v*, et d'un petit orifice *o*. La vis permet d'immobiliser le flotteur lorsqu'elle est suffisamment serrée. L'orifice permet à l'air atmosphérique d'accéder, avec une vitesse raisonnable, dans le récipient M au moment opportun.

Suivant que le flotteur est élevé ou abaissé au maximum, la surface supérieure du flotteur ou la surface inférieure du cylindre *m* obture la communication avec la trompe à eau ou avec l'atmosphère (ces surfaces sont recouvertes en *d* et *d'* d'une lame de caoutchouc qui assure l'étanchéité). Le flotteur se soulève brusquement lorsque le

niveau du mercure est tel que :

$$\text{Poussée sur le flotteur} - \text{poids du flotteur} = k\pi r^2 H - p,$$

H étant la pression atmosphérique, p la pression dans le récipient M. au moment où le flotteur s'élève, r le rayon de l'orifice u , k un coefficient légèrement supérieur à l'unité. Il s'abaisse brusquement lorsque le niveau du mercure est tel que :

$$\text{Poids du flotteur} - \text{poussée} = k'\pi r'^2(p' - p_1),$$

p' étant la pression dans le récipient au moment où le flotteur s'abaisse, p_1 la pression dans la canalisation de la trompe à eau et r' le rayon de l'orifice u' .

Dispositif d'aspiration et d'évacuation des gaz. — Il a pour but d'amener les gaz des récipients à vider dans la boule-pompe lorsque le vide barométrique s'y produit et d'évacuer ensuite ces gaz dans la boule S (*fig. 1*), qui communique avec la trompe à eau.

Il se compose d'une prise de vide, d'une soupape d'évacuation et d'une soupape de retenue.

La prise de vide, à laquelle se relie par un moyen quelconque le récipient à vider, se fixe sur la boule S par un rodage graissé (la graisse n'a ici aucun inconvénient, car ses vapeurs ne peuvent se répandre que dans la canalisation de la trompe à eau et nullement à l'intérieur de la prise de vide). Elle traverse la boule S et se termine à la partie inférieure de la boule-pompe.

La soupape d'évacuation est une légère pièce de nickel, e (*fig. 1*), qui peut glisser sur la prise de vide, qu'elle entoure, et qui peut obturer le sommet de la boule-pompe. Cette dernière se termine à l'intérieur de la boule S par une partie rodée à plat (non graissée, bien entendu), et c'est sur cette partie rodée que vient s'appliquer la soupape. Un ressort assure le contact.

La soupape d'évacuation n'oppose qu'une faible résistance au passage du mercure de bas en haut, parce qu'elle se soulève dans ces conditions. Mais il n'en est pas de même pour un parcours de sens inverse, car le mercure ne peut alors passer que par l'espace annulaire assez étroit qui sépare la soupape de la prise de vide.

La soupape de retenue, f (*fig. 1*), ferme la partie inférieure de la prise de vide lorsque le mercure s'élève dans la boule-pompe. Elle a encore pour rôle d'empêcher l'air de refluer vers le récipient vidé lorsqu'on arrête le fonctionnement de l'appareil. Dans ce but, elle

comporte une cupule qui reste remplie de mercure et qui forme joint hermétique sans intervention de graisse.

Fonctionnement. — Avant que l'on ne mette l'appareil en marche, le mercure occupe à son intérieur le niveau *nn'* (fig. 1), et le flotteur est soulevé. On serre la vis *v* de manière à abaisser le flotteur au maximum et l'on relie la tubulure *t* à la trompe à eau. Dans ces conditions, l'ensemble de l'appareil et le récipient à vider communiquent sans obstacle avec la trompe à eau.

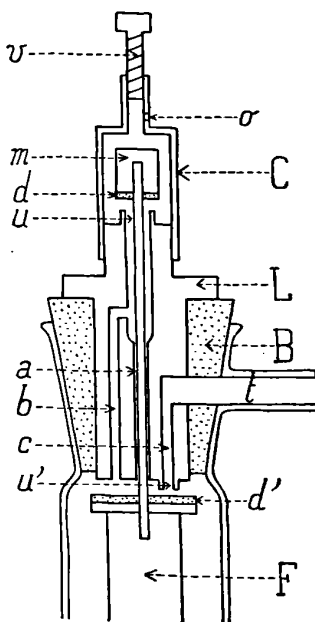


FIG. 2.

Quand la trompe à eau a sensiblement épuisé son action, on desserre la vis *v* de manière à libérer le flotteur, qui se soulève, et à dégager l'orifice *o* (fig. 2). La boule *M* se trouvant alors en communication avec l'atmosphère, tandis que la boule-pompe *P* communique par *S* et *t't* avec la trompe à eau, le mercure quitte la première pour remplir la seconde et se déverser dans la boule *S* en soulevant la soupape d'évacuation.

Lorsque le niveau du liquide est devenu assez bas dans *M*, le flot-

teur s'abaisse en inversant les communications. Il en résulte que le mercure descend dans la boule-pompe. La boule S n'a le temps de se vider qu'en partie. La boule-pompe reste ainsi fermée à sa partie supérieure par une couche de mercure; il s'y produit le vide barométrique et les gaz du récipient à vider sont aspirés.

Le niveau du mercure s'élevant dans M, il arrive un moment où le flotteur se soulève. Le mercure remplit alors à nouveau la boule-pompe en chassant les gaz dans S, d'où ils sont aspirés par la trompe à eau par *t't*. La soupape de retenue empêche le mercure de monter dans la prise de vide.

La force vive du mercure au moment du choc sur l'extrémité supérieure de la boule-pompe est absorbée par la tension du ressort, et il en résulte un violent courant liquide dans l'espace qui sépare la soupape d'évacuation des parois de la boule-pompe.

En raison de la force vive du mercure, son mouvement ne change pas instantanément de sens quand le dispositif d'inversion agit. C'est ce qui assure le passage du point mort dont il a été question au début.

Pour arrêter le fonctionnement, il suffit d'interrompre la communication avec la trompe à eau. Le mercure reprend au bout de quelques instants son niveau primitif *nn'* et la soupape de retenue maintient fermée l'extrémité de la prise de vide.

Vitesse de fonctionnement. — Pour avoir une vitesse de fonctionnement satisfaisante, il faut naturellement utiliser une bonne trompe à eau. On peut d'ailleurs remplacer ce dernier instrument par une machine aspirante quelconque, pourvu qu'elle aspire assez rapidement.

Avec une bonne trompe à eau et une pression d'eau d'environ 30 mètres, nous avons obtenu, à raison de 26 pulsations de 56 centimètres cubes par minute, la vitesse de raréfaction suivante pour un récipient de 1 litre :

Temps	Pressions
0 minute.....	Pression atmosphérique
2 minutes.....	3,4 millimètres de mercure
4 —	37 100 de millimètre
6 —	4,1/100 de millimètre
8 —	0,5/100 de millimètre
10 —	0,9/1 000 de millimètre
12 —	1,5/10 000 de millimètre
14 —	0,3/10 000 de millimètre environ

La vitesse de raréfaction n'est donc pas, et on devait s'y attendre *a priori*, comparable à celle que réalise la pompe mécanique de Gaëde. Mais il semble toutefois, d'après les nombres qui précèdent, que cette vitesse soit ordinairement suffisante. Par ailleurs, l'appareil présente quelques avantages qui peuvent paraître intéressants : c'est, à notre connaissance, et de beaucoup, la plus petite, la plus légère et la moins coûteuse des pompes à mercure actuellement existantes ; elle fonctionne avec une petite quantité de mercure, de l'ordre de 2 kilogrammes ; elle ne comporte ni rodages graissés, ni caoutchouc sur le circuit du vide élevé, et enfin elle se démonte et se remonte entièrement en un tour de main, ce qui rend son nettoyage très facile.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CLVIII, n° 1, 2, 3, 4 ; janvier 1914.

ÉMILE BOREL. — Sur quelques problèmes de probabilité géométrique et les hypothèses de discontinuité. — P. 27-29.

PIERRE WEISS. — Sur le champ moléculaire et l'action magnétisante de Maurain. P. 29-32.

Les expériences de Maurain⁽¹⁾ entraînent, en admettant l'identité de l'action magnétisante avec le champ moléculaire et sous diverses hypothèses précisées dans la note, que l'action élémentaire varie suivant une puissance de la distance paraissant de l'ordre de 5,5. Or M. Weiss avait déduit de l'étude du champ moléculaire des alliages que cette puissance était 6. Rien ne s'oppose donc, dans l'ordre de grandeur des phénomènes, à ce que ces deux actions si semblables soient identiques.

MARCEL BOLL et VICTOR HENRI. — Non-influence de l'oxygène sur certaines réactions photochimiques. — P. 32-34.

Études de l'influence de l'oxygène sur l'hydrolyse des acides chloroplatiniques et la décomposition de l'acide oxalique en présence de nitrate d'uranyle. Contrairement à la théorie de Bodens-

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 90, 1902.

tein (1), ce gaz n'a pas d'influence retardatrice. Quant à la loi d'équivalence photochimique d'Einstein (2), il est impossible de la vérifier, car jamais les conditions imposées n'ont encore été réalisées.

L. GAY. — Sur les rapports entre le covolume b et les constantes critiques.
P. 34-36.

Pour les corps non fortement polymérisés, on peut calculer les constantes critiques au moyen de deux relations (vérifiées au $\frac{1}{10}$ pour toute une série de corps) :

$$\frac{V_c}{b} = 3,65, \quad \frac{R\theta}{\pi b} = 13,84.$$

PAUL PASCAL. — Propriétés magnétiques des métaux alcalins en combinaison.
P. 37-38.

Les coefficients d'aimantation moléculaires des métaux alcalins s'obtiennent comme différence entre ces coefficients pour différents sels purs de ces métaux et les coefficients des anions de ces sels. Tous les métaux alcalins se comportent comme s'ils étaient faiblement diamagnétiques. De plus, si on porte en abscisses les poids atomiques et en ordonnées les logarithmes des coefficients d'aimantation, on obtient deux droites sur lesquelles se placent respectivement les points relatifs d'une part à H, Li, Na, K ; et de l'autre K, Rb, Ag, Cs. Il resterait à montrer que les propriétés se conservent en combinaison, comme c'est le cas pour l'hydrogène.

M. HAMY. — Sur l'emploi du prisme objectif à la détermination des vitesses radiales. — P. 81-88.

G. LIPPMANN. — Méthode pour le réglage d'une lunette en autocollimation (3).
P. 88-91.

FRED. WALLERANT. — Du pouvoir rotatoire dans les cristaux biaxes. — P. 91-93.

Sur un cristal taillé perpendiculairement à un axe optique et examiné en lumière convergente, on fait tomber un faisceau de rayons

(1) *Zeitschrift für phys. Chemie*, LXXXV (1913), p. 329-397.

(2) *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 277, 1913.

(3) Ce vol., p. 97.

parallèles à l'axe ; étudiant la lumière émergente au spectroscope, on observe dans le spectre une bande se déplaçant quand on fait tourner l'analyseur et provenant de ce que les rayons lumineux sont parallèles à l'axe optique d'une certaine couleur éteinte dans le spectre pour une position convenable de l'analyseur.

Résultats numériques pour certains corps. En particulier le malate d'ammonium actif en solution a donné des cristaux actifs, alors que le malate inactif en solution a donné des cristaux inactifs.

A. TAULEIGNE, F. DUCRETET, E. ROGER. — Enregistrement graphique des radio-télégrammes. — P. 112-113.

L'appareil consiste dans la combinaison d'un détecteur électrolytique et d'un relais polarisé. L'onde électrique, en dépolarisant le détecteur, augmente l'intensité du courant qui, agissant sur les lignes de force du champ magnétique du relais, change la position d'équilibre de celui-ci. On a pu, à 175 kilomètres, enregistrer la tour Eiffel avec antenne de 60 mètres, sans un réglage très précis.

SWYNGEDAUV. — Sur la résonance des harmoniques 3 des alternateurs triphasés. P. 113-116.

Calculs établissant qu'avec les câbles actuels, la résonance des harmoniques 3 des alternateurs triphasés est impossible, si l'étoile de la génératrice est isolée; elle peut se produire avec un câble de 20 kilomètres quand l'étoile du générateur est à la masse.

R. MARCELIN. — Expression des vitesses de transformation des systèmes physico-chimiques en fonction de l'affinité. — P. 116-118.

Démonstration mathématique au moyen de la règle de distribution de Boltzmann-Gibbs, de la formule énoncé par l'auteur de la note⁽¹⁾. Cette démonstration est valable tant que la vitesse de transformation reste mesurable.

J. CANAC et E. TASSILY. — Sur le nickelage de l'aluminium. — P. 119-120.

Le métal décapé est plongé dans une solution chlorhydrique con-

⁽¹⁾ C. R., 15 décembre 1913.

tenant $\frac{1}{1000}$ de fer. On dépose le nickel électrolytiquement par une solution de chlorure. On obtient un dépôt très adhérent et protégeant bien l'aluminium, dont le coefficient de dilatation s'abaisse.

Il paraît probable que le fer forme un léger réseau, qui, en donnant naissance à une multitude de couples locaux, permet l'attaque par HCl de la surface du métal qui devient alors apte à fixer le nickel.

J.-RODRIGUEZ MAURELO. — Sur la phototropie des systèmes organiques.
P. 122-123.

La variation de couleur de certains corps paraît indépendante de leur phosphorescence, bien qu'elle présente avec cette dernière certaines analogies de propriétés, comme l'excitation par les radiations violettes et l'extinction par les rayons rouges.

G. FRIEDEL. — Sur les structures cristallines mises en évidence par la diffraction des rayons Röntgen. — P. 130-131.

Distinction entre le *réseau-période* (au sens de Mallard), mis en évidence dans les clivages, et l'*assemblage*, relatifs au point M agissant comme centres de diffraction dans l'expérience de Laue, et mis en évidence par les radiogrammes.

Exemples du quartz (réseau sénaire, assemblage ternaire), de la blende, etc.

H. DESLANDRES et L. D'AZAMBUJA. — Etude précise du deuxième groupe des bandes de l'azote dans le champ magnétique. Reconnaissance de la nature des déplacements. — P. 153-159.

Etude dans un champ de 35.000 gauss de l'effet Zeeman dans le deuxième groupe de l'azote. Comme pour la bande violette du gaz de l'éclairage, les raies d'une même série sont toutes déplacées dans le même sens, ou divisées de la même façon, les déplacements et variations d'éclat varient d'une raie à l'autre. Ce sont des divisions Zeeman ordinaires, à peine modifiées. Les composantes n'ont qu'un très faible écart, pouvant correspondre à des charges (positives ou négatives) de masse supérieure à l'électron.

CHARLES ARNAUD. — Sur la réfraction atmosphérique. — P. 168-169.

Formules de correction.

VICTOR VALCOVICI. — Sur les mouvements fluides à tourbillon constant.
P. 169-171.

Théorie mathématique.

GEORGES-A. LE ROY. — Agrandissement ou réduction des phonogrammes.
P. 175-177.

On moule le phonotype avec une gélatine molle : une déshydratation réduit le moulage aux $\frac{2}{3}$ de son diamètre ; une hydratation, au contraire, permet de tripler ses dimensions.

Indications sur les concentrations à employer.

M. DE BROGLIE. — Sur la spectroscopie des rayons de Röntgen. — P. 177-180.

M. DE BROGLIE et F.-A. LINDEMANN. — Observation fluoroscopique par vision directe des spectres des rayons de Röntgen. — P. 180-181.

Application de la méthode indiquée précédemment (1). On obtient :

1° Des bandes, dues à l'émission électromagnétique consécutive à l'arrêt par l'anticathode des électrons cathodiques. Les périodes propres des électrons de l'anticathode n'interviennent pas. Ce sont elles qui furent observées par Laue ;

2° Des raies caractéristiques de l'anticathode.

Planche donnant ces spectres pour le platine et le tungstène. Indication des angles d'émission des raies pour le platine et le tungstène.

On peut faire ces observations en recevant les images de diffraction sur un écran fluorescent, mais la méthode est moins sensible que l'enregistrement photographique.

(1) *C. R.*, 7 novembre 1913, p. 924, et 22 décembre 1913, p. 1413.

(2) *C. R.*, CLVIII (1914), p. 88-90 ; *J. de Phys.*, ce vol., p. 104.

V. HENRI et MARC LANDAU. — Application de la spectroscopie à l'étude des équilibres chimiques. Les systèmes formés par l'acide oxalique et les sels d'uranyle. — P. 181-182.

La mesure des spectres d'absorption dans l'ultra-violet peut fournir des renseignements sur la vitesse de réaction quand les produits formés ont un spectre différent de celui des produits initiaux. Indication des résultats obtenus pour divers sels d'uranyle.

M^{me} DEMASSIEUX. — Étude de l'équilibre entre le chlorure de plomb et le chlorure de potassium en solution aqueuse. — P. 183-184.

Résultats expérimentaux.

G. BIGOURDAN. — Détermination du coefficient thermométrique des vis de micromètre. — P. 219-220.

Application de la méthode d'autocollimation de Lippmann⁽¹⁾.

H. DESLANDRES et A. PÉROT. — Contribution à la réalisation des champs magnétiques élevés. Concentration des ampères-tours dans un très petit volume. — P. 226-235.

Des bobines constituées par de minces bandes de cuir rouge et pouvant, grâce à du pétrole refroidi à -30° , supporter des courants dépassant 1000 ampères, ont été montées sur un électro-aimant Weiss ou sur un appareil construit spécialement; elles ont permis d'obtenir dans des volumes de quelques millimètres cubes des champs dépassant 50 000 gauss mesurés par l'effet Zeeman produit sur les trois raies bleues du zinc.

M. SWYNGEDAUF. — Sur la résistance des limiteurs de tension à intervalle explosif. — P. 255-258.

Discussion de la théorie de M. Giles⁽²⁾.

¹ Ce vol. p. 97.

⁽²⁾ *Bull. Soc. des Électriciens*, janvier 1911.

E. DARMOIS et L. LEBLANC fils. — Sur la possibilité d'un arc alternatif dans la vapeur de mercure. — P. 258-260.

On peut amorcer et maintenir à basse fréquence et voltage modéré un arc alternatif dans la vapeur de mercure. Description d'un appareil permettant de maintenir un arc amorcé ; caractéristique de cet arc.

G. MOREAU. — Sur les couples à flammes chlorées. — P. 260-262.

Le chlore et le brome mélangés aux gaz des flammes modifient la f. é. m. d'un couple à flammes simple ou mixte ; un couple à sel de potassium présente par exemple une augmentation de 0,55 volt ; on en conclut, pour la vitesse moyenne d'émission des corpuscules du platine, $4,4 \times 10^7$ centimètres par seconde.

HANRIOT et LAHURE. — Sur les températures minima de recuit. — P. 262-264.

Rappel des connaissances sur le recuit et données numériques nouvelles.

A. FOCH.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XXVI, décembre 1913, et t. XXVII, janvier et février 1914.

A. H. GIBSON. — Sur le mouvement de longues bulles d'air dans un tube vertical. — T. XXVI, p. 952-965.

Ce mouvement dépend à la fois des dimensions absolues et relatives de la bulle ; si celle-ci est très petite, elle demeure sensiblement sphérique et son mouvement est stable. Quand la bulle est plus grosse, la courbure de la face supérieure s'accroît, le mouvement devient irrégulier et la bulle tourne autour d'un axe horizontal. Ces phénomènes s'atténuent pour de plus grandes dimensions ; à partir d'un diamètre égal à 75 fois celui du tube, il y a accroissement de la longueur ; une ogive se forme à la tête et la base s'aplatit.

Quand le rayon du tube dépasse 1 centimètre environ, on voit apparaître des ondes stationnaires à la partie inférieure de la bulle.

M. Gibson a observé et photographié ces phénomènes ; la vitesse moyenne V des bulles cylindriques est à peu près indépendante de sa longueur, pour un diamètre de tube donné d ; la formule empirique suivante donne des résultats satisfaisants :

$$V = 34,6 - \frac{114}{d^2 + 3,012} \text{ cm.-sec. (température } 10^\circ);$$

Quand $d = 0^{\text{cm}},536$, la bulle reste immobile. En écrivant qu'au moment où elle commence à se mouvoir la pression due à la différence de niveau entre la ligne de raccordement et le sommet de la flèche est égale à la différence des pressions capillaires, on trouve :

$$\frac{R}{\varpi} - \frac{2T}{R} = -\frac{T}{R}$$

($\varpi = 1$, poids spécifique de l'eau),

$$R = \sqrt{T} = 0^{\text{cm}},2718.$$

L'expérience donne $R = 0^{\text{cm}},2675$.

L'auteur applique ensuite aux vides la formule de Rayleigh :

$$v^2 = -\frac{r}{k} \frac{\Phi'(kr)}{\Phi(kr)} (k^2 r^2 - 1) \frac{gT}{\varpi r^3}, \quad \text{avec} \quad k = \frac{2\pi}{l}$$

(r , rayon de la colonne d'air ; l , longueur d'onde ; v , débit) (1).

La fonction $\frac{\Phi'}{\Phi}$ diffère peu de l'unité, de sorte qu'on retrouve, en négligeant le terme $\frac{1}{kr^2}$:

$$v^2 = \frac{2\pi g T}{\varpi l}.$$

Cette formule, de même que celle où on tient compte de la hauteur d'eau, doit être modifiée, si la profondeur est faible par l'introduction du terme de gravité $\frac{gl}{2}$.

En tenant compte de la viscosité, on calcule les longueurs d'onde

1) LORD RAYLEIGH, *Sc. Pap.*, III, p. 595.

qui varient de $0^{\text{cm}},175$ à $0^{\text{cm}},0277$ pour des tubes de diamètre compris entre $1^{\text{cm}},68$ et $5^{\text{cm}},09$.

La longueur maxima que peut avoir une bulle stable semble de l'ordre de 25 centimètres pour le premier tube.

S. J. BARNETT. — Expériences sur le champ magnétique de deux électro-aimants tournants. — P. 987-991.

Deux électro-aimants cylindriques sont montés sur le même axe; le sens de l'aimantation est tel que les lignes de forces vont d'un pôle à l'autre pôle adjacent. La vitesse de rotation est de 30 tours par seconde; le champ entre les pôles, de l'ordre de 1.200 gauss. Un petit aimant sert à explorer le champ dans trois positions différentes: un peu au-dessous des pôles, un peu au-dessus de leur milieu et au centre du champ. On ne peut mettre en évidence aucun entraînement des lignes de forces par rotation.

H. OGDEN. — Recombinaison des ions dus aux rayons α . — P. 991-1000.

L'appareil employé est celui de Bragg (1). Le gaz est soumis à l'action des rayons α du radium entre une plaque de laiton isolée communiquant avec l'électromètre et une toile métallique qu'on peut maintenir à tel potentiel que l'on veut; une deuxième toile, mise au sol, est placée derrière la première et empêche la diffusion des ions. On peut absorber par un écran les rayons α et connaître ainsi, par différence, l'effet des rayons β et γ .

L'hypothèse de l'ionisation en colonne de MM. Langevin et Moulin (2) serait une première approximation; des expériences sur l'oxygène, l'oxyde de carbone et l'ammoniac donnent des résultats qui ne concordent pas avec les équations que Wheelock (3) en a déduites.

L'auteur ayant constaté que les ions se recombinaient plus facilement dans l'air humide que dans l'air sec, rappelle que la vapeur d'eau diminue la mobilité; on peut expliquer la faculté plus grande de recombinaisons par la présence d'ions très légers. Ceux-ci, groupés

(1) *Phil. Mag.*, X, p. 318; 1905.

(2) MOULIN, Thèse, Paris, 1910.

(3) WHEELOCK, *Am. J. Sc.*, p. 233; 1910.

en colonne, rencontreront beaucoup plus d'ions de signe contraire; ils se recombinaient donc plus facilement.

Leur existence étant due aux phénomènes d'attraction moléculaire, on doit s'attendre à les trouver en nombre d'autant plus grand que le gaz étudié sera voisin de son point d'ébullition. L'expérience vérifie cette hypothèse : l'anhydride sulfureux figure en tête, l'hydrogène à la fin de la liste, mais, si les gaz sont humides, leur solubilité dans l'eau joue un rôle prépondérant (cas du gaz ammoniac).

A. GRUMBACH.

JAMES W. STEWART. — Solution nouvelle d'un problème historique en géométrie.
P. 984-986.

L'auteur résume l'histoire et donne une solution nouvelle du problème suivant : *Si les bissectrices de deux angles d'un triangle sont égales, le triangle est isocèle.*

LORD RAYLEIGH. — Sur la stabilité du mouvement laminaire d'un fluide non visqueux. — P. 1001-1010.

Dans ce problème, on étudie la stabilité du mouvement d'un liquide limité par deux plans parallèles, les perturbations étant supposées petites. Il résulte des équations que lorsque la distribution des tourbillons est connue, le mouvement est complètement déterminé.

T. XXVII; janvier et février 1914.

TALBOT, PARIS et ALFRED W. PORTER. — Expérience sur la polarisation rotatoire dans les liquides. — P. 91-95.

L'expérience a pour but de rechercher si les molécules d'une substance active en solution subissent une action directrice de la part de la lumière qui traverse la solution.

Si, par son passage, la lumière tend à orienter les molécules dans une certaine direction par rapport à sa direction de propagation, on peut s'attendre à ce qu'un faisceau lumineux traversant un liquide pendant un temps très court, le pouvoir rotatoire ne soit pas le même que le pouvoir rotatoire correspondant au passage continu de la lumière.

L'expérience a été faite avec une solution aqueuse de sucre et les sources utilisées ont été l'arc et l'étincelle.

La rotation dans le cas de l'étincelle paraît être plus faible que pour l'arc, mais la différence est de l'ordre des erreurs d'expérience. L'expérience ne révèle donc aucune action directrice certaine de la lumière sur les molécules du sucre en solution.

BATEMAN. — Classification des champs électromagnétiques. — P. 136-147.

Le champ des vecteurs E , H est dit électromagnétique lorsque les équations de Maxwell

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{\partial E_x}{\partial t} & \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{\partial H_x}{\partial t} \\ \dots \dots \dots & \dots \dots \dots \\ \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 & \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0. \end{array} \right.$$

sont satisfaites pour un domaine réel des variables x , y , z , t . En général, ces équations ne sont pas satisfaites pour toutes les valeurs réelles de x , y , z , t , et les domaines espace-temps où ces équations ne sont pas valables constituent les singularités du champ électromagnétique.

L'auteur utilise ces singularités analytiques pour classer les champs électromagnétiques.

ПОЦОК. — Sur l'action d'une force perturbante dans le problème restreint des trois corps. — P. 147-150.

Si certaines conditions analytiques sont réalisées, une petite force perturbante peut suffire pour changer complètement la forme de l'orbite de l'un des trois corps et même pour transformer un mouvement direct en mouvement rétrograde.

AUBERT.

J. JOLY. — La température de sublimation. — P. 1-14.

Dans ce mémoire, Joly poursuit par sa méthode connue de l'apophoromètre, l'étude des minerais dont il a déjà donné une analyse

dans le numéro de juin du *Philosophical Magazine*. Les minerais sur lesquels ont porté ses efforts étaient des minerais de plomb, antimoine, arsenic, tellure, bismuth, silicium, et un grand nombre de sulfures.

A. GRAY. — Les relations canoniques dans la dynamique générale. — P. 22-43.

Mémoire mathématique dans lequel l'auteur déduit des fonctions S et S' de Hamilton le principe de la moindre action et le principe de Hamilton.

H. HASSE. — Les équations de l'électrodynamique des corps en mouvements et le principe de relativité. — P. 43-58.

L'application de la théorie de la relativité aux équations de Maxwell repose sur les travaux de Larmor et de Lorentz qui prouvèrent en un même temps que les équations sont des invariants moyennant une certaine transformation des variables espace et temps.

La première tentative d'extension de ce résultat aux milieux pondérables est due à Lorentz, qui, en 1904, appliqua cette transformation au cas des diélectriques non magnétiques pour chercher à interpréter les résultats de l'expérience de Michelson-Morley sur la propagation dans les diélectriques.

Mais c'est Minkowski qui généralisa les résultats précédents dans le cas d'une translation uniforme et obtint des équations du champ électromagnétique différentes de celles de Larmor et Lorentz.

Dans une première partie de son mémoire actuel, Hassé examine la méthode suivie par Minkowski et arrive à la conclusion qu'on ne peut déduire un système *unique* d'équations électrodynamiques pour la matière *en mouvement* à l'aide du principe de relativité, les équations correspondantes, pour la matière *au repos* étant supposées connues. En d'autres termes, les équations électromagnétiques déduites de l'expérience dans le cas de la matière au repos et le principe de relativité ne suffisent pas pour déduire les équations valables dans le cas de la matière en mouvement.

L'auteur étudie quelques applications du principe de relativité.

POOLI. — La conductibilité thermique et la chaleur spécifique du granit et du basalte aux hautes températures. — P. 58-83.

Dans un mémoire précédent, l'auteur a étudié les propriétés thermiques de la chaux et du granit. La méthode adoptée consiste à chauffer électriquement le long de l'axe un bloc de matière et à mesurer les différences de température entre les jonctions thermiques cimentées dans des cannelures à égale distance de l'axe. On constate une chute considérable de la conductivité quand la température s'élève. Cet abaissement s'explique partiellement par la transformation de la chaux par suite du départ d'acide carbonique, et par la formation de craquelures minuscules dans le granit.

Pour avoir plus de précision, l'auteur a modifié légèrement son dispositif initial.

La conductivité du granit est donnée par la formule :

$$K = (4,68 - 0,00195\theta) 15^{-3},$$

entre 0 et 1500°.

Pour le basalte, la conductivité s'élève lentement avec la température jusque vers 270° et reste ensuite constante, égale à $4 15^{-3}$ jusque vers 600°.

ROSC-INNES. — Sur l'interprétation physique de l'expérience de Michelson-Morley. — P. 150-153.

On sait que Fitz-Gerald a interprété l'expérience négative de Michelson-Morley en admettant une contraction suivant la direction du mouvement juste suffisante pour neutraliser les effets produits par la lumière.

Lord Rayleigh chercha vainement à vérifier cette hypothèse par des expériences de double réfraction et Trouton et Rankine par la variation de résistance électrique. Ces expériences conduisirent à l'édification de la théorie de la relativité. Il semble que l'on ait négligé une autre solution sur laquelle l'auteur appelle l'attention : on pourrait admettre simplement un changement des propriétés de l'éther dû au déplacement de corps matériels dans son voisinage.

DEELEY et P. PARR. — Le glacier Hintereis. — P. 153-176.

Les auteurs continuent à étudier sur ce glacier les caractéristiques du mouvement des grandes masses de glace, mesurant le glissement, les conditions de fusion, la distribution des vitesses et des crevasses, etc.

Ils ont en particulier déduit de l'observation de la température à diverses profondeurs l'abaissement de la température de la glace avec la pression. Ils ont trouvé ainsi que, entre 30 et 148 mètres, l'abaissement moyen par kilogramme de pression supporté était de $0^{\circ},000276$, les nombres trouvés théoriquement par J. Thomson et expérimentalement par Kelim étant respectivement $0,000231$ et $0,000249$.

Ils ont aussi calculé la chaleur de friction dégagée par la glace lorsque les parties supérieures du glacier pénètrent peu à peu dans la masse profonde. La chaleur dégagée dans une colonne de glace de 1 mètre carré de base et 200 mètres de haut (épaisseur moyenne du glacier) est de 536.900 grammes calories par un déplacement vertical annuel de $1^{\text{m}},26$.

Quant au flux calorifique, en prenant pour coefficient de conductibilité de la glace $0,0057$, et admettant l'abaissement de $0^{\circ},1$ par 148 mètres, on trouve 12.000 calories par an, soit à peine le $\frac{1}{3}$ de la chaleur de friction.

WHITE. — Les propriétés des blocs de sélénium. — P. 370-381.

On sait que le sélénium cristallisé possède la particularité d'avoir une résistance électrique variable lorsqu'on l'expose à l'action des rayons lumineux. L'auteur a utilisé cette propriété pour mesurer la conductibilité d'un bloc de sélénium dans deux directions : parallèlement à la face illuminée et perpendiculairement à cette face. Dans le deuxième cas la variation de résistance est plus grande que dans le premier.

L'étude de la variation de résistance suivant la nature de la surface des électrodes, de leur pression etc., montre l'existence d'une résistance de contact considérable. Il semble que l'action de la lumière soit en grande partie due à la variation de résistance de contact du sélénium et des électrodes.

BARTON. — L'ionisation et la télégraphie sans fil. — P. 381-383.

L'auteur donne quelques explications à propos d'une assertion de de Horve dans un article du *Philosophical Magazine* de janvier concernant la théorie de Eccles et les expériences récentes de Barton et Wilby.

H. A. WILSON. — La distribution des rayons de Röntgen diffusés.
P. 383-385.

Les expériences sur le rayonnement de Röntgen diffusé par les éléments de faible poids atomique ont montré que l'intensité des rayons diffusés latéralement par le radiateur sur lequel tombent les rayons primaires est donnée par la formule

$$I_{\theta} = I_{90} (1 + \cos^2 \theta),$$

θ étant l'angle de la direction d'observation avec celle du faisceau incident, formule que l'on déduit de la théorie des rayons X due à J. J. Thomson.

Sur la face du radiateur d'où émerge le rayonnement primaire, le rayonnement de diffusion est plus intense que sur l'autre face, particulièrement dans les directions voisines de celles du faisceau primaire.

On sait qu'un métal solide est constitué en partie par des petits cristaux irrégulièrement distribués. Quand des rayons de Röntgen sont diffusés par une lame métallique, nous pouvons supposer que chaque petit cristal de la lamelle reflète les rayons comme dans les expériences de Friedrich, Knipping et Laue. Le rayonnement de diffusion est donc dû en partie à la reflexion interne pour un nombre immense de petits cristaux et partie par la diffusion due aux parties amorphes du métal.

Partant de là, Wilson calcule l'intensité I_{θ} . Il trouve, en comparant la formule avec les résultats expérimentaux de Crowther pour une lame d'aluminium, que la moitié des électrons doit être dans les cristaux et l'autre moitié répartie au hasard.

WILTON. — Sur les ondes liquides profondes. — P. 383-394.

Mémoire mathématique dans lequel l'auteur étudie l'onde progressive en simplifiant la méthode classique de Stokes.

EVE. — Sur le nombre d'ions produits par la radiation γ du radium. — P. 394-396.

L'auteur a redéterminé le nombre total d'ions que les rayons γ émis par 1 gramme de radium peuvent produire dans l'air. Il a trouvé la valeur $8,4 \cdot 10^{14}$ qui est très voisine de celle admise, mais qui ne comprend pas le nombre d'ions produits par les rayons γ facilement absorbés.

H. VIGNERON.

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XLII, n° 14, 15 et 16 ; 1913.

W. ESCHER. — Détermination expérimentale des chaleurs spécifiques des gaz diatomiques et conséquences théoriques s'y rattachant. — P. 761-778.

L'auteur relate les résultats obtenus par lui-même et divers expérimentateurs à l'Université de Marbourg, dans l'étude des chaleurs spécifiques des gaz. Les expériences ont eu pour but de déterminer, par la méthode de Regnault, les chaleurs spécifiques de l'air, de l'hydrogène, de l'azote et de l'oxygène à 50°, 75°, 100°. Les résultats sont inférieurs à ceux qu'avaient obtenus Scheel et Heuse ; en particulier, les auteurs ont trouvé 0,2376 pour la chaleur spécifique de l'air à pression constante, nombre très peu différent de celui qu'avait obtenu Regnault.

Admettant pour le rapport γ les valeurs expérimentales, l'équation thermodynamique :

$$C - c = AT \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)^2}{\frac{\partial v}{\partial p}}$$

permet de calculer l'équivalent mécanique, si on détermine les dérivées partielles au moyen de la formule de Van der Waals. On trouve comme moyenne :

$$E = 4,196 \times 10^7,$$

alors que les expériences de Scheel et Heuse conduiraient à la valeur $4,155 \times 10^7$, qui est beaucoup trop faible. Il faut donc en conclure que la chaleur spécifique de l'air à pression constante est plus voisine de la valeur 0,2376 que de la valeur 0,2406 donnée par Scheel et Heuse.

H. v. SIEMENS. — Sur la mesure des tensions de vapeur et la thermométrie aux basses températures. — P. 874-888.

Travail exécuté au laboratoire de thermodynamique de Nernst.

I. — L'appareil se compose d'un manomètre dont la petite branche est reliée au tube, convenablement refroidi, qui contient le gaz liquéfié. La température est donnée par un thermomètre à résistance de platine, étalonné par la méthode de Nernst, au moyen d'un fil de platine dont Kamerlingh Onnes a précédemment étudié la résistance en fonction de la température.

Les mesures ont porté sur CO_2 , CS_2 , O, N liquide, N solide. Elles montrent que la pression de vapeur est assez bien représentée par la formule connue :

$$\log p = \frac{M}{T} + N \log T + PT + Z,$$

M, N, P, Z étant des coefficients numériques.

II. — On connaît donc la valeur de $\frac{\partial p}{\partial T}$ à chaque température.

D'autre part, la formule de Nernst :

$$p(v - v') = RT \left(1 - \frac{p}{p_c} \right),$$

donne le volume spécifique de la vapeur saturante, quand on connaît la pression de vapeur p et la pression critique p_c . On peut donc calculer la chaleur de vaporisation λ : les nombres trouvés pour l'oxygène et l'azote sont à quelques millièmes près les résultats observés par M. Alt en 1906, tandis que les chaleurs de vaporisation calculées

de CO_2 et CS_2 présentent avec les valeurs observées des écarts qui atteignent 2 et 3 0/0.

III. — L'appareil, précédemment décrit, de mesure des tensions de vapeur, peut être utilisé à la détermination des basses températures. Il constitue un thermomètre *très sensible*, puisque la tension de vapeur croît d'une manière très appréciable avec la température, et en même temps *très exact*, puisque la température est beaucoup mieux définie par la tension de vapeur d'un liquide pur que par les propriétés électriques ou thermoélectriques de fils métalliques qui présentent toujours des différences individuelles quand on passe d'un échantillon à l'autre.

J. GUYOT.

ALFRED KALÄHNE. — Systèmes oscillants couplés à onde unique. — P. 1001-1030.

L'auteur développe la théorie de Wien des systèmes oscillants couplés pour les cas où l'équation caractéristique peut être ramenée à une équation bicarrée.

PETER EROCHIN. — Sur l'effet Zeeman de la raie $\text{H}\alpha$ dans les champs faibles. — P. 1054-1060.

L'auteur a étudié au moyen d'une lame de Lummer-Gehrke le phénomène Zeeman transversal présenté par la raie $\text{H}\alpha$ dans des champs magnétiques allant de 6000 à 14500 gauss. La source lumineuse était un tube de Geissler placé parallèlement à l'axe de l'électro-aimant.

La raie initiale est formée de deux composantes séparées par un intervalle compris entre 0,130 et 0,144 Å. Dans le champ magnétique, chacune de ces composantes donne une raie de vibrations parallèles au champ. Ces deux raies se rapprochent à mesure que le champ croît proportionnellement au carré du champ. Pour les composantes magnétiques de vibrations perpendiculaires au champ, la superposition des ordres voisins d'interférence n'a pas permis de suivre leurs déplacements.

E. WILKE et H. HANDOVSKY. — Recherches sur le phénomène de Tyndall. — P. 1145-1153.

Les auteurs ont cherché à mesurer la variation de l'intensité lumineuse émise par des épaisseurs différentes de substances colloïdales à angle droit du faisceau qui les éclaire. Ils ont trouvé que l'intensité de la lumière émise décroît très rapidement suivant une loi exponentielle quand augmente l'épaisseur de la couche traversée. Le coefficient d'affaiblissement est indépendant du rapport de l'intensité du faisceau éclairant à celle du faisceau émis à angle droit ; il dépend des propriétés chimiques de la substance éclairée. Les auteurs n'ont pu mettre en évidence aucune influence de l'orientation du plan de polarisation de la lumière transmise.

STEPHAN RYBAR. — Détermination expérimentale du changement de phase absolu de la lumière dans la réflexion totale. — P. 1171-1195.

L'auteur, au moyen d'un dispositif dérivé de celui de Babinet⁽¹⁾, a mesuré les changements de phase absolus que subissent dans la réflexion totale les composantes normales et les composantes parallèles au plan d'incidence. Les résultats s'accordent exactement avec ceux de la théorie de Fresnel.

AUGUST WIEGREFFE. — La diffraction des ondes planes pour une position quelconque du plan d'incidence par rapport à l'arête diffringente. — P. 1241-1256.

L'auteur applique la théorie générale de la diffraction de Sommerfeld au cas d'une onde plane et de la diffraction sur une arête pour une position quelconque du plan d'incidence.

T. RETSCHINSKY. — Absorption des sels minéraux dans l'ultra-violet. — P. 1580-1588.

L'auteur a étudié les spectres d'absorption dans l'ultra-violet des solutions des composés halogénés des métaux alcalins, LiCl, LiBr; NaCl, NaBr, NaI; KI.

1° Tous les sels étudiés ont un maximum d'absorption très marqué dans l'extrême ultra-violet (au-dessous de 220 $\mu\mu$). LiBr possède en

(1) C. R., t. VIII, p. 709; 1839.

outre une faible bande d'absorption entre 255 et 280 $\mu\mu$. et une autre à peine marquée vers 300 $\mu\mu$. Ces bandes d'absorption existent, mais moins marquées, dans NaBr et dans LiCl, NaCl.

2° *Influence de la concentration.* — Dans le domaine des concentrations employées allant jusqu'à 11 fois la concentration normale n , les chlorures et bromures étudiés suivent la loi de Beer. Pour NaI et KI, les solutions concentrées de $8n$ à $\frac{n}{2}$ absorbent plus, pour une même valeur du produit de la concentration par l'épaisseur de la couche, que les solutions plus diluées.

3° *Influence de la température.* — Quand la température croît, la limite de l'absorption, pour une même épaisseur de la couche, se déplace vers le côté du spectre où il n'y a pas d'autre bande d'absorption au voisinage. A l'échelle des fréquences, ce déplacement est du même ordre de grandeur, quelle que soit la région du spectre considérée.

4° *Influence de l'état physique.* — Il y a continuité entre l'absorption des sels dissous aux différentes températures et celle de ces mêmes sels fondus. Au contraire, l'absorption des sels solides est beaucoup plus faible.

5° *Relation entre la dispersion et l'absorption.* — Le maximum de l'absorption de KI, qui, d'après l'étude de la dispersion, devrait se trouver vers 225 $\mu\mu$, n'est pas tout à fait atteint à cette longueur d'onde. Les maxima théoriques de LiCl et LiBr se trouvent trop loin dans l'ultra-violet, — vers 165-186 $\mu\mu$, — pour avoir été vérifiés.

F. CROZE.

K. FEHRLE. — Sur le rôle du diélectrique dans l'induction unipolaire.
P. 1109-1128.

Ce travail est lié à ceux de Barnett et de Kennard sur le même sujet. M. Fehrle emploie un cylindre de laiton solidaire d'un plateau concentrique du même métal ; tous deux peuvent tourner autour de leur axe qui est aussi celui d'une bobine enroulée sur une carcasse de laiton. Quand le cylindre tourne sans entraîner l'air qui est contenu, on obtient une charge ; l'électromètre reste au zéro quand l'air intérieur tourne avec le cylindre.

Quand la bobine tourne avec une vitesse égale à celle du cylindre

dans l'expérience précédente, on obtient une charge du cylindre de même signe, mais supérieure.

La loi de relativité n'est donc pas vérifiée au point de vue des effets d'induction seuls. Elle serait vérifiée, selon l'auteur, grâce à la considération du diélectrique.

G. BORELIUS. — Sur une méthode électrostatique de détermination du potentiel d'un électrolyte. — P. 1129-1144.

Le multiplicateur employé consiste essentiellement en six lames de cuivre tournant ensemble, isolées sur une tige d'ébonite. Elles rencontrent un premier contact qui est la prise de potentiel, puis deux paires de plaques de cuivre isolées et de plus six balais fixes; les numéros impairs sont reliés à la caisse en zinc qui contient l'appareil; les numéros 2 et 4 sont respectivement en communication avec les plaques de cuivre; la sixième brosse est reliée avec une paire de quadrants d'un électromètre. On parvient ainsi à un régime où les différences de potentiel sont multipliées. On emploie une méthode de zéro.

L'auteur a mesuré des chaînes : fil de jonction, électrode, électrolyte, verre, air, lame de cuivre, caisse de zinc, fil de jonction; il admet que la différence de potentiel verre-électrolyte est constante en donnant comme vérification de cette hypothèse que, pour certaines électrodes, le potentiel est indépendant de la concentration.

Les résultats sont d'accord avec la théorie de Nernst.

G. HOFFMANN. — Sur un électromètre de haute sensibilité. — P. 1196-1220.

Théorie de l'instrument décrit ici antérieurement (1).

P. NEUBERT. — Sur les cannelures de la colonne positive de l'effluve dans l'hydrogène. — P. 1454-1503 (2).

Les mesures se rapportent aux cannelures simples à teinte uniforme (rose dans l'hydrogène à basse pression); on peut obtenir, dans le même tube, les cannelures à teinte double et les couples en

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. II, p. 684; 1912.

(2) Abrégé d'une dissertation de Leipzig.

augmentant l'intensité du courant ; les cannelures simples apparaissent pour les plus fortes intensités.

M. Neubert a vérifié la loi de Goldstein :

$$l = \frac{f(r)}{p^m},$$

où l est la longueur d'une cannelure, r le rayon du tube, p la pression. Wehner a posé :

$$f(r) = Cr^{1-m}.$$

La vérification est satisfaisante dans l'hydrogène débarrassé de toute trace de mercure dont les vapeurs peuvent abaisser la différence de potentiel des cannelures de 33 0/0 ; celle-ci, dans l'hydrogène pur, est d'environ 12 volts et ne dépend pas du rayon du tube.

En refroidissant le tube, on obtient de nouvelles cannelures roses très larges, non observées jusqu'à présent. Leur longueur passe par un minimum, quand on diminue la pression. La différence de potentiel pour une de ces cannelures est une fonction linéaire de celle-ci.

Des traces d'oxygène donnent une teinte bleue aux cannelures qui ne sont peut-être qu'un phénomène accessoire de la décharge, dû à la présence de petites quantités de gaz électronégatifs.

A. GRUMBACH.

ARTHUR SZARVASSI. — Théorie électrodynamique de l'arc électrique et des décharges par étincelles. — P. 1031-1053.

L'auteur cherche à expliquer tous les phénomènes qui se produisent dans l'arc électrique en admettant que, si on désigne par σ la conductibilité apparente de l'arc, c'est-à-dire le quotient $\frac{i}{e}$ de l'intensité par la différence de potentiel, la variation de cette conductibilité en fonction du temps est représentée par une relation de la forme

$$\frac{d\sigma}{dt} = -a\sigma + c(ei - e_0i_0) + d_aT_a + d_kT_k,$$

a, c, e_0, i_0, d_a, d_k étant des constantes.

Le premier terme, qui est négatif, correspond à la perte spontanée d'ionisation du gaz; le second, à son ionisation spontanée (ionisation par choc); les deux derniers, qui sont proportionnels aux températures absolues des électrodes, à l'émission d'électrons par ces électrodes.

En admettant ce point de départ, l'auteur obtint pour caractéristique de l'arc une expression de la forme :

$$e = \frac{m}{2ni} + \sqrt{\frac{1}{n} + \frac{m}{4n^2i^2}},$$

qui, pour les intensités assez élevées, se ramène à la formule de M^{me} Ayrton :

$$e = A + \frac{B}{i}.$$

L'hypothèse initiale permet également d'expliquer l'existence d'une hystérésis de l'arc sans qu'il soit nécessaire d'admettre une variation de la température des électrodes, hypothèse difficile à admettre dans le cas des arcs à haute fréquence.

On voit également que la courbe représentant la différence de potentiel aux bornes d'un arc à courant alternatif ne doit contenir que des harmoniques paires.

L'auteur montre également que, pour que l'arc soit stable, il est nécessaire de placer en série avec lui une résistance w telle que :

$$w + \frac{\partial e}{\partial i} > 0.$$

Enfin, il montre que, dans le cas de l'arc chantant, produisant des oscillations de première espèce, la pulsation de ces oscillations est toujours inférieure à $\frac{1}{\sqrt{LC}}$, L et C étant les valeurs de la self-induction et de la capacité placées en parallèle, que cette fréquence croît lorsque l'intensité du courant continu croît et qu'elle augmente également lorsque L croît, le produit LC restant constant.

R. JOUAUST.

W. GERLACH. — Critiques des mesures de rayonnement.
T. XL, p. 701-710, et XLI, p. 99-114, n^{os} 4 et 6, et 1163-1170 (1913).

Réponses aux critiques de S. Valentiner et W. Coblenz.

Expériences nouvelles destinées à justifier la méthode employée par Gerlach pour la mesure de la constante σ de Stefan, et à déterminer les erreurs qui peuvent s'introduire dans la méthode de Kurlbaum.

WARBURG, LEITHAUSER, HUPKA, MULLER. — Sur la constante c de la loi du rayonnement de Wien-Planck. T. — XL, n^o 4, p. 609-634.

Expériences très soignées qui ont coûté plusieurs années d'efforts.

La constante c est mesurée par deux méthodes différentes : on détermine, d'une part, la répartition de l'énergie dans le spectre (courbe isotherme) à deux températures différentes T_1 et T_2 ; d'autre part, on mesure le rapport des intensités d'une radiation donnée dans le spectre du corps noir aux deux températures T_1 et T_2 .

Le corps noir était du type Lummer et Kurlbaum; le spectromètre était celui de Lummer et Pringsheim avec prismes de fluorine et de quartz de formes variées. Les longueurs d'ondes sont déterminées par les formules de dispersion de Paschen (fluorine) et E. Carvallo (quartz).

Les températures étaient repérées à l'aide d'éléments thermoélectriques : $T_1 = 1.337^\circ$ était à $1^\circ,2$ au-dessus du point de fusion de l'or ($t = 1.062^\circ,7$), T_2 était mesuré radiométriquement et calculé à l'aide de la loi du déplacement de Wien :

$$T_2 = T_1 \sqrt[5]{\frac{E_{m_2}}{E_{m_1}}},$$

$E_{m_2}d\lambda_2$ et $E_{m_1}d\lambda_1$ étant les énergies correspondant au maximum des courbes isothermes aux températures T_2 et T_1 .

Les prismes de quartz donnèrent pour T_2 des nombres sensiblement concordants entre eux et avec ceux de l'échelle thermoélectrique de Day et Sosman. Au contraire les prismes de fluorine donnèrent des nombres différant entre eux et avec les premiers de 2° à 8° .

La raison de cette divergence est encore inconnue.

Les nombres obtenus à l'aide des prismes de quartz ont été seuls conservés. La moyenne est :

$$T_2 = 1673^{\circ},4$$

(à 1°,6 seulement au-dessous de la température mesurée thermo-électriquement).

Enfin des mesures complémentaires ont été faites à l'aide d'un corps noir en charbon placé dans le vide à la température absolue.

$$T_2 = 2238^{\circ},3.$$

La constante c est déterminée par les deux méthodes des courbes isothermes (répartition de l'énergie dans le spectre) et des courbes isochromatiques (variation de l'énergie monochromatique avec la température). La première méthode donne les résultats les plus sûrs.

Résultats. — I. *Courbes isochromatiques.* — Moyenne des mesures obtenues avec les divers appareils :

$$\begin{array}{ll} \lambda = 6,6563, & \lambda = 1,588. \\ c = 14\,385, & c = 14\,362. \end{array}$$

Prisme de quartz de 60°, moyenne des mesures pour :

$$\begin{array}{cccccc} \lambda = 0,6563 & 1,132 & 1,329 & 1,588 & 2,172. \\ c = 14\,381 & \text{entre } (1\,337^{\circ} \text{ et } 1\,673^{\circ}), & c = 14\,370 & \text{entre } (1\,673 \text{ et } 2\,238^{\circ}) \end{array}$$

II. *Courbes isothermes* (quartz) :

$$\begin{array}{ll} T = 1337^{\circ}, & T = 1666^{\circ},9. \\ c = 14\,380 & 14\,389. \\ \text{Moyenne générale : } & \mathbf{14\,370.} \end{array}$$

E. BAUER.

WILLIAM WILSON. — Tentative d'application de l'hypothèse des quanta à la décharge électrique des corps chauds. — T. XLII, p. 1154-1162; 1913.

En appliquant la théorie de Planck à l'effet Edison-Richardson (émission d'électrons par les métaux à haute température), l'auteur obtient pour l'expression, en fonction de la température absolue T , de la charge Q émise par seconde par un centimètre carré de sur-

face de platine :

$$Q = KT \left(1 + 2 \frac{k}{w} T + 2 \frac{k^2}{w^2} T^2 \right) e^{-\frac{w}{kT}},$$

alors que la théorie développée par Richardson (1903) conduit à la formule :

$$Q = K_1 \sqrt{T} e^{-\frac{w}{kT}}.$$

Dans ces deux relations, K et K_1 représentent des constantes, k est la constante des gaz parfaits (rapportée à une molécule), enfin w est l'énergie minimum que doit posséder un électron pour s'évaporer dans l'espace environnant.

La nouvelle formule concorde au moins aussi bien que l'ancienne avec les résultats expérimentaux ; elle a de plus l'avantage de rattacher l'effet Richardson à d'autres phénomènes qui en paraissaient jusqu'à présent tout à fait étrangers, comme l'émission d'électrons par la lumière ultra-violette et par les rayons Röntgen.

E. HOLM. — Application de la nouvelle hypothèse des quanta de Planck au calcul de l'énergie de rotation des gaz diatomiques. — P. 1311-1320.

La nouvelle formule de Planck, qui donne l'énergie d'un résonateur linéaire, pose en principe que ce résonateur peut accepter tous les apports d'énergie possible, mais qu'il y a équipartition pour les résonateurs dont l'énergie reçue est comprise à l'intérieur du même domaine élémentaire d'énergie [entre $(n - 1) h\nu$ et $n h\nu$].

L'auteur donne alors un calcul de l'énergie de rotation des molécules gazeuses diatomiques et, contrairement au résultat d'Ehrenfest, conclut à une augmentation ininterrompue de la chaleur moléculaire avec la température. En outre, il intervient une énergie au zéro absolu, qui est égale aux deux tiers de celle qui a été calculée par Einstein et Stern. En s'appuyant sur les mesures d'Eucken sur l'hydrogène aux basses températures, on obtient pour le rayon moléculaire environ $0,65 \cdot 10^{-8}$, si, avec Ehrenfest, on admet que le domaine élémentaire de l'énergie de rotation est $\frac{h\nu}{2}$; on arrive à une valeur double dans l'hypothèse de Lorentz, qui fait ce domaine égal à $h\nu$.

JAN KROO. — Théorie électronique statistique de la diélectricité et du magnétisme. — P. 1354-1396.

L'auteur reprend d'abord les équations de la mécanique statistique, appliquée aux électrons dans le régime quasi stationnaire ; il passe ensuite à la théorie de la diélectricité et du magnétisme, grâce aux assimilations classiques de l'énergie électrostatique à l'énergie potentielle et de l'énergie magnétique à l'énergie cinétique.

En diélectricité, il retrouve la formule de Lorentz qui donne la constante diélectrique et réobtient la formule que Debye avait donnée sans démonstration (1912) et qui exprime la variation de cette constante avec la température.

En magnétisme, il parvient à des expressions nouvelles de la susceptibilité.

A. BYK. — Sur la théorie des forces atomiques électriques et chimiques. — P. 1417-1452.

Si l'on formule les lois empiriques des oscillations des électrons à l'intérieur de l'atome d'une manière analogue aux lois de Képler et si l'on en déduit, d'après la méthode de Newton, le potentiel correspondant, on est conduit à la généralisation de la loi de force élastique pour des espaces de courbure négative constante. Cette loi de force généralisée se présente comme le pendant, valable à l'intérieur de la matière, de la loi de Newton s'appliquant au vide. Les atomes se présentent alors comme un domaine exceptionnel de courbure négative constante, les électrons comme un domaine de courbure positive, à l'intérieur du vide de courbure nulle. L'unité absolue de longueur de l'espace non euclidien (Lobatschewsky) est de l'ordre de grandeur des dimensions absolues des atomes (10^{-8} centimètre). Le modèle de l'atome, auquel on se trouve alors nécessairement conduit, est la généralisation non euclidienne de celui de J.-J. Thomson.

APPLICATIONS. — 1° *Théorie des quantums*. — Au point de vue des forces centrales périodiques, il existe une analogie entre le quantum d'action h de Planck et la constante générale de la gravitation G . Pendant les échanges d'électrons, le gain et la perte d'énergie des atomes a lieu, à la limite, par quantums. On retrouve aussi deux

ordres de grandeur du rapport h d'une part et la quantité élémentaire d'électricité et les dimensions atomiques d'autre part ; la loi d'Einstein sur l'effet photoélectrique s'obtient sans la considération des quanta.

2° *Dimensions moléculaires.* — On peut calculer les diamètres des molécules des alcalins, des halogènes et de divers composés du soufre, du chlore et du carbone.

3° *Thermodynamique des réactions chimiques.* — Une nouvelle formule purement électromagnétique a été établie relativement à la chaleur de dissociation pour cinq métalloïdes (chlore, brome, iode, soufre, phosphore).

4° *Constitution chimique.* — La loi de force donne, conformément à l'expérience, des positions d'équilibre et une structure déterminée pour les atomes neutres dans les composés du carbone et dans les complexes minéraux ; elle ne fournit au contraire aucune position d'équilibre, ni aucune structure déterminée pour les électrolytes. La tendance tout à fait anormale que possède le carbone de donner naissance à des composés complexes trouve une expression théorique. On en déduit la règle suivant laquelle les éléments producteurs de complexes se trouvent au minimum des courbes de volume atomique.

MARCEL BOLL.

ADOLF HEYDWEILLER. — Sur la grandeur et la constitution de l'atome.
P. 1273-1286.

L'auteur a déterminé les diamètres des atomes par deux méthodes différentes :

1° Par application de la théorie cinétique des gaz en se servant du libre parcours moyen des gaz normaux ;

2° Par la méthode basée sur la formule de Lorenz-Lorentz sur la réfraction moléculaire, décrite dans un mémoire antérieur (1).

Les résultats sont concordants et, dans certains cas (H, Cl, Xe), s'approchent à 1-2 0/0.

Dans d'autres cas (He, Ne, Ar), les deux méthodes donnent des différences telles qu'elles ne peuvent s'expliquer par des erreurs d'expériences sur les données nécessaires aux calculs de l'auteur et montrent que les théories doivent être améliorées.

1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 923 ; 1913.

J. de Phys., 5^e série, t. IV. (Avril 1914.)

L'auteur discute ensuite les conséquences tirées de l'hypothèse de lord Kelvin sur la constitution électrique de l'atome et celles tirées de l'hypothèse que le volume élémentaire (dédit de la réfraction des ions) contient une quantité élémentaire d'électricité positive.

Ces deux hypothèses se présentent comme compatibles avec les déterminations optiques comme avec la théorie du magnéton de Weiss.

La théorie du diamagnétisme de Langevin exige par contre, pour la représentation quantitative des observations, un nombre d'électrons dans l'atome beaucoup trop grand et invraisemblable et ne représente pas d'une façon satisfaisante les observations.

JULES ROUX.

PETER BORISSOW. — La répartition de l'énergie dans les spectres d'émission des phosphores CaBi et SrBi. — P. 1321-1353.

Une grande analogie se manifeste dans la structure des bandes du bismuth dilué dans les sulfures de calcium et de strontium.

Les longueurs d'onde des maxima des bandes α et β croissent à peu près linéairement avec la température.

L. BRUNINGHAUS.

C. DANNECKER. — Doublés points neutres et forces électromotrices de quelques couples thermoélectriques entre -200° et $+1.000^{\circ}$ C. — P. 1504-1530.

La force électromotrice d'un couple n'est plus représentée par une parabole pour de grands intervalles de température. Certaines courbes représentatives montrent bien l'existence de deux points neutres ; cette variation anormale semblerait due à des transformations moléculaires dans un des deux métaux du couple.

Dannecker a repris l'étude de quelques couples à allure irrégulière et a étendu à un grand intervalle de température (-200° et $+1.000^{\circ}$ C.) les mesures déjà faites. L'existence de deux ou plusieurs points neutres donne une nouvelle preuve de l'effet Thomson. Si l'on met les deux soudures aux températures des points neutres, on obtient encore une force électromotrice ; l'effet Peltier étant nul pour ces températures, cette force électromotrice ne peut dépendre que de l'effet Thomson.

Couples étudiés : nickel-maillechoirt, constantan-fer, nickel-cobalt, cobalt-ferro-nickel, aluminium-fer, cobalt-nickeline, cobalt-maillechoirt, bronze d'aluminium-fer, etc...

La courbe obtenue par une élévation progressive de la température d'une des soudures diffère un peu de celle obtenue ensuite, en passant en sens inverse par la même série de températures. L'auteur attribue ces différences systématiques à une sorte d'inertie des métaux ; à un retard aux transformations moléculaires intervenant dans le métal ; et à des modifications de structure.

Enfin les observations faites à trois ans d'intervalle montrent également des différences systématiques ; fait attribué à des causes analogues.

M. SOURY.

MARTIN SJÖSTRÖM. — Influence perturbatrice des parois de la salle d'expériences sur la détermination de la longueur d'onde et du décrement des oscillations hertziennes. — P. 1531-1560.

L'auteur a construit pour ses recherches un oscillateur d'un type nouveau destiné à produire des oscillations hertziennes de courte longueur d'onde. L'étincelle éclate dans une atmosphère d'hydrogène saturée de vapeur d'alcool, entre deux électrodes planes en argent, très rapprochées l'une de l'autre. L'énergie rayonnée est grande et reste sensiblement constante dans le cours d'une expérience. Une série d'essais préliminaires avaient en effet montré que l'étincelle est beaucoup plus active dans certains mélanges gazeux que dans les gaz purs.

L'auteur a relevé un grand nombre de courbes de résonance en faisant varier la distance d entre l'oscillateur et le résonateur. Conformément aux observations de plusieurs physiciens, notamment de Conrat ⁽¹⁾, les valeurs trouvées pour le décrement sont trop grandes si la distance d est petite. L'erreur est maximum pour $d=l$ (l étant la longueur de l'oscillateur). Ces résultats anormaux doivent, d'après l'auteur, être attribués à la formation d'oscillations couplées.

Quand on éloigne le résonateur, les mesures se trouvent faussées par une autre source d'erreurs peu étudiée jusqu'ici. Ce sont les réflexions des ondes sur les parois de la salle d'essais. Soit en par-

(1) F. CONRAT, *Annalen der Physik*, t. XXII, p. 662 (1907), et *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 76 ; 1908.

ticulier le cas d'un oscillateur horizontal. Si on trace la courbe des variations d'énergie rayonnée en fonction de la distance, le résonateur se déplaçant parallèlement au sol, on observe des maxima et des minima qui s'expliquent aussitôt par l'hypothèse d'une réflexion des ondes contre le plancher et le plafond de la salle.

Par suite de ces perturbations, les courbes de résonance subissent des déformations compliquées et ne permettent plus le calcul du décrement par la formule de Bjerknæs. Les valeurs obtenues sont tantôt trop grandes, tantôt trop petites suivant la position respective des circuits oscillants.

La même cause d'erreur intervient dans la mesure des longueurs d'onde par la méthode de Hertz. En effet, les réflexions parasites sur les parois de la salle étant susceptibles de déplacer le point de résonance, on n'est pas certain de pouvoir réaliser un accord parfait entre l'oscillateur et le résonateur de mesure.

En terminant son mémoire, l'auteur montre que les déformations des courbes de résonance peuvent être expliquées complètement si on considère le rayonnement de l'oscillateur et du résonateur comme formé d'un spectre à peu près continu d'ondes non amorties.

H. HERTWIG. — Emploi du pont de Wheatstone
en haute fréquence. — P. 1099-1108.

Le pont utilisé faisait partie d'un circuit oscillant couplé inductivement avec un circuit primaire. Celui-ci comportait comme organe essentiel un éclateur donnant une étincelle très courte ($0^{\text{mm}},4$ à $0^{\text{mm}},15$) entre deux pièces de cuivre rigoureusement parallèles. L'auteur avait dû renoncer à l'emploi de l'arc de Poulsen qui donnait lieu à des irrégularités. Des condensateurs variables intercalés dans le circuit primaire permettaient de régler la fréquence. Pendant les mesures, les deux circuits primaire et secondaire étaient accordés avec précision.

Le pont était formé de quatre condensateurs semblables C_1, C_2, C_3 et C_4 . On réduisait à la plus faible longueur possible les fils de connexion dont la self-induction risquait de troubler les mesures. Grâce à cette précaution, les erreurs ne devenaient appréciables qu'aux fréquences dépassant $3 \cdot 10^6$. Il était également nécessaire que les conducteurs reliant le pont au reste du circuit oscillant fussent parfaitement symétriques. On pouvait faire varier la capacité des con-

densateurs du pont à l'aide d'une lame de verre intercalée entre les plateaux. L'appareil de zéro consistait en un détecteur à cristaux et en un téléphone.

Le pont ainsi réalisé a servi à l'auteur pour des mesures de pouvoirs inducteurs spécifiques. Le diélectrique à étudier (généralement un liquide) était placé dans un auget constitué de manière à former un petit condensateur qu'on montait en parallèle sur l'un des bras du pont (C_1 par exemple). Pour rétablir l'équilibre, il fallait réduire C_1 d'une quantité précisément égale à la valeur de la capacité auxiliaire introduite. Pour éliminer les erreurs dues aux dissymétries, il était utile de recommencer plusieurs fois les mesures en échangeant les bras du pont. Comme les diélectriques liquides étudiés présentaient tous une certaine conductibilité, il était impossible d'amener le téléphone au silence si l'on n'avait soin de monter en dérivation sur le bras opposé une résistance de grandeur convenable. C'était pratiquement une colonne d'eau salée contenue dans un tube capillaire et dont la longueur était variable à volonté. L'auteur a étudié spécialement la glycérine. Il a également déterminé le pouvoir inducteur spécifique du diamant d'après une méthode indiquée par H. Starke ⁽¹⁾. Dans des mélanges à proportions variables de benzol et de chlorure d'éthylène, il plongeait des fragments de diamant. La capacité se trouvait accrue, ou diminuée, ou restait invariable suivant que la constante diélectrique du corps immergé était supérieure, inférieure ou égale à celle du mélange liquide. Les mesures réalisées d'après cette méthode donnèrent pour le pouvoir inducteur spécifique du diamant le chiffre 5,53.

PAUL DE LA GORCE.

K. SCHAPOSCHNIKOW. — Sur la dynamique relative du corps homogène.
P. 1572-1574.

M. LAUE. — Sur la dynamique de la théorie de la relativité.
Réponse à M. Schaposchnikow. — P. 1575-1579.

M. Schaposchnikow signale un désaccord entre les dynamiques de Planck et de Laue. Planck considère, dans un système k , un corps homogène dont l'état dépend des trois variables : pression p , vo-

(1) H. STARKE, *Wiedmann Annalen*, t. IX, p. 619 (1896), et *J. de Phys.*, 3^e série, t. V, p. 426 ; 1896.

lume v , vitesse q . Du fait que le corps est homogène, le principe de l'énergie s'écrit :

$$(1) \quad dE = qdG - pdv + TdS,$$

où les termes du second membre représentent respectivement le travail de translation, le travail de compression et la variation de chaleur.

M. Laue prend comme équation fondamentale :

$$(2) \quad F = - \Delta ivT.$$

Ici T désigne le tenseur d'univers, F la quadruple force. Comme, d'après ce dernier auteur, on peut fonder la mécanique sur cette équation, elle doit contenir la dynamique de Planck.

Dans le cas où l'on a :

$$p_{xx}^0 = p_{yy}^0 = p_{zz}^0 = p^0,$$

M. Laue arrive aux relations :

$$(3) \quad E = \frac{c^2 E^0 + q^2 p^0 v^0}{\sqrt{c^2 - q^2}}, \quad G = \frac{q (E^0 + p^0 v^0)}{c \sqrt{c^2 - q^2}},$$

qu'il appelle équations de Planck.

Le désaccord consiste en ceci : pour établir (3), M. Laue suppose que p^0 (mesuré en \hbar^0) est constant dans l'espace, tandis que Planck suppose que p (mesuré en \hbar) est constant dans l'espace. Ces deux points de départ ne peuvent se concilier. Notamment si, en \hbar^0 , p^0 est constant dans l'espace (corps homogène), mais variable dans le temps, p ne peut être, en \hbar , constant dans l'espace. Le corps n'est pas homogène en \hbar . L'équation (1) n'est plus valable.

Le désaccord ne disparaît pas si, dans la dynamique de Laue, on part de l'hypothèse de Planck (p constant dans l'espace). L'équation (2) appliquée à la quatrième composante donne :

$$U = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{i}{c} S_x \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{i}{c} S_y \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{i}{c} S_z \right) - \frac{\partial}{\partial u} (-w)$$

($u = ict$; S_x, S_y, S_z , composantes du courant d'énergie; w , densité d'énergie). Si le corps est homogène en \hbar , S est constant dans l'espace; il reste simplement :

$$(4) \quad U = - \frac{i}{c} \frac{\partial w}{\partial t}$$

Pour la quatrième composante de F, M. Laue donne l'expression :

$$(5) \quad U = -\frac{i}{vc} \left[(qK) + R + v \frac{dp}{dt} \right],$$

où $(qK) = q \frac{dG}{dt}$ est le travail de translation, $R = T \frac{dS}{dt}$ la variation de chaleur, S l'entropie. Dans ce cas, les formules de transformation sont exactes, mais de (4) et (5) on tire :

$$v \frac{dw}{dt} = (qK) + R + v \frac{dp}{dt},$$

qui ne s'accorde pas avec (1).

M. Laue réplique que dans les relations (3), le produit $p^0 v^0$ provient de l'intégrale $\int p^0 dV^0$ et ne peut la remplacer que si p^0 est constant; si cette condition n'est pas remplie, cette substitution constitue une approximation qui est d'autant plus acceptable que le corps est plus petit. On fait habituellement cette hypothèse quand on considère un corps ponctuel. Autrement dit : si l'on développe p^0 en série, les termes $\frac{\partial p^0}{\partial x^0}$, etc., contiennent en facteurs les intégrales $\int x^0 dV^0$, etc., qui, sous réserve d'hypothèses sur les dimensions, peuvent être aussi petites qu'on voudra. L'assertion que p^0 doit être indépendant des coordonnées proprement dites x_0, y^0, z_0 , n'est pas justifiée.

Il en est de même en ce qui concerne, au dire de M. Schaposchnikow, l'hypothèse faite sur la constance de p (en k) pour établir les relations de Planck. Cela aurait lieu, tout au plus, pour un système de référence k déterminé. Mais, en fait, k est entièrement arbitraire, et les formules de transformation de Planck sont applicables à l'un ou à l'autre système de référence; p peut être une fonction quelconque des coordonnées et du temps.

Au sujet de la non-validité prétendue de l'équation (1), M. Laue considère deux cas :

a) Le processus est purement mécanique; l'équation fondamentale

se réduit à :

$$\Delta ivT = 0,$$

et l'on a :

$$\frac{dE}{dt} = \int (qt_n) d\sigma,$$

n désigne la normale à l'élément de surface $d\sigma$; t_n , la force due aux tensions élastiques. M. Laue établit alors que la force résultante K^m due aux forces $t_n d\sigma$ a pour valeur :

$$K_x^m = -V \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \dots, \quad \dots$$

et que l'équation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{dE}{dt} = \int (qt_n) d\sigma = (qK^m) - p \frac{dV}{dt}$$

b) Le phénomène n'est pas purement mécanique. L'équation fondamentale est :

$$F = -\Delta ivT$$

et l'on a, dans le cas d'un processus réversible, la relation :

$$\frac{dE}{dt} = \left(q \frac{dG}{dt} \right) - p \frac{dV}{dt} + T \frac{dS}{dt},$$

qui n'est autre que (1).

E.-M. LÉMERAY.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XIV; 1913.

J. STARK. — Electronisation et ionisation des rayons-canaux. — P. 768-770.

Exposé d'ensemble des idées de Stark sur les phénomènes élémentaires dans les rayons-canaux, idées qui ont été signalées dans des mémoires récents (1).

1. *Électronisation*. — L'auteur désigne ainsi la neutralisation —

(1) Cf. en particulier *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 742; 1913.

partielle ou totale — des rayons-canaux positifs, en arrière de la cathode, par des électrons négatifs; ces électrons seraient produits par le choc des atomions positifs sur les atomes neutres.

2. *Ionisation.* — En outre, par le choc, les rayons-canaux neutres peuvent s'ioniser, les atomions mono ou divalents se transforment en ions de valeur plus élevée. D'après les recherches de Stark, l'électrification et l'ionisation se produisent déjà en avant de la cathode.

E. WERTHEIMER. — Détermination de la courbe de courant dans l'air ionisé par les rayons β et γ . — P. 711-717. (Une planche.)

Emploi de la méthode de Bronson pour mesurer l'intensité du courant, et d'un dispositif analogue à celui de Seemann ⁽¹⁾ pour éviter le rayonnement secondaire. Les rayons β et γ sont fournis par un échantillon de mésothorium.

Les résultats ne sont concordants que si on laisse déposer les poussières à l'intérieur de l'enveloppe qui protège l'ensemble des appareils. Une forte diffusion des rayons dans l'air peut se produire, comme le montre Wertheimer; mais il semble bien que, pour le dispositif choisi, la diffusion et le rayonnement secondaire soient sans influence appréciable.

Les courbes obtenues par Wertheimer ont été comparées aux courbes théoriques de Greinacher et de Mie ⁽²⁾, qui supposent une ionisation uniforme. L'accord est très bon tant que le rapport $\frac{i}{j}$ de l'intensité à celle du courant de saturation ne dépasse pas 0,6. Au delà, les écarts peuvent atteindre 50/0 et semblent dus surtout à ce que l'ionisation par les rayons β et γ présentent une structure, comme dans le cas des rayons α .

J. STARK, G. WENDT et H. KIRSCHBAUM. — Raies d'arc et d'étincelle de l'oxygène dans les rayons-canaux. — P. 770-778.

L'existence d'une intensité mobile, pour les raies du spectre d'arc et du spectre d'étincelle de O, a conduit Stark ⁽³⁾ à admettre l'existence de deux sortes de porteurs ayant des valences différentes.

¹⁾ *J. de Phys.*, 5^e série, t. II, p. 783; 1912.

²⁾ *J. de Phys.*, 5^e série, t. II, p. 330; 1912.

³⁾ Voir ce vol., p. 360.

Les auteurs étudient dans ce nouveau mémoire les questions suivantes :

1° Variation de l'intensité relative des raies d'arc (ou de série) et des raies d'étincelles avec la chute cathodique productrice des rayons-canaux ; cette question est intéressante, afin de pouvoir obtenir une intensité mobile aussi grande que possible ;

2° Étude de la courbe de distribution de l'intensité mobile, afin d'atteindre la valence des porteurs.

Dans ce but, Stark et ses collaborateurs ont utilisé un spectrographe très lumineux et très dispersif dans des conditions telles que les images soient aussi nettes que possible. Les méthodes utilisées sont les mêmes que pour les rayons-canaux de He (1).

L'étude comparative des raies d'arc et des raies d'étincelles, pour une variation de la chute cathodique entre 3 200 et 15 000 volts, a montré que les intensités fixe et mobile des raies d'étincelles augmentent considérablement avec la différence de potentiel ; au contraire, pour les raies d'arc, elles deviennent beaucoup plus petites et même négligeables.

La courbe d'intensité mobile des raies d'étincelle présente deux points de transformation, donc trois intervalles de vitesse. Les raies d'étincelle se rangent en deux groupes : les unes sont larges et relativement peu nettes, les autres étroites et nettes ; dans les limites des expériences de Stark, les premières sont beaucoup moins intenses et moins nombreuses que les secondes. L'étude comparative des courbes de distribution conduit à admettre que la valence du porteur de raies non nettes est supérieure d'une unité à la valence du porteur des raies nettes : par exemple, si l'on admet un porteur divalent pour le deuxième groupe, celui du premier sera trivalent ; la présence de trois intervalles de vitesse pour les deux groupes correspond à l'équilibre mobile entre les O atomions mono, di et trivalents (2).

Stark, Wendt et Kirschbaum ont en outre mis en évidence, par des recherches délicates, deux doublets $\lambda = 2897,4 - 2895,4$ et $\lambda = 2883,9 - 2881,8$, qui appartiennent à O et correspondent à un deuxième spectre d'arc. D'après Stark, les porteurs du deuxième spectre seraient des O atomions monovalents et, pour le premier spectre, la molécule positive monovalente O².

(1) Voir ce vol., p. 742.

(2) J. STARK et H. WILSAR, voir ce vol., p. 360-363.

J. STARK. — Raies de série de O dans les rayons-canaux.
Note sur une communication de M. Wilsar. — P. 779-780.

Suite de la discussion entre Stark et Wilsar (1).

Wilsar maintient qu'il n'a pu prouver l'existence d'une intensité mobile dans les raies de série de O. Stark objecte d'abord que le spectrographe utilisé par Wilsar avait une dispersion insuffisante. D'ailleurs, les chutes cathodiques (13 000 volts) utilisées par Wilsar, étaient beaucoup trop grandes pour obtenir un résultat positif, même avec un appareil suffisamment dispersif. Les faibles vitesses d'émission sont, d'après Stark, de beaucoup les plus favorables à l'observation de l'intensité mobile.

M. BARRÉE.

G. WULFF et USPENSKI. — Constitution des maxima dans l'interférence des rayons X. — P. 783-785.

Les auteurs concluent de leurs expériences sur le chlorure de sodium que les raies observées dans les maxima d'interférence des rayons X ne sont dues qu'à la non-homogénéité du cristal; elles ne sont pas dues à plusieurs réflexions successives; leurs intervalles ne peuvent donc en aucune manière servir à mesurer les longueurs d'onde des rayons X.

G. WULFF et N. USPENKI. — Interférence des rayons de Röntgen. — P. 785-787.

Les maxima d'interférence sont des maxima d'ordre zéro produits par la réflexion sur les plans réticulaires successifs du cristal.

Si λ , Δ , θ , n , sont les longueurs d'onde, la distance de deux plans réticulaires, le complément de l'angle d'incidence et un nombre entier quelconque, on a :

$$\lambda = \frac{2\Delta \sin \theta}{m}$$

En recevant sur un second cristal le rayonnement émis par le premier, les auteurs montrent que les longueurs d'onde pour lesquelles $m = 1$, n'existent pas, ou sont très faibles. Ils ont également observé une diffusion des rayons X.

1) Voir ce vol., p. 743.

ERNEST WAGNER. — Démonstration expérimentale de la polarisation des rayons de Röntgen. — P. 787-788.

Expérience de cours.

HANS THIRRING. — Théorie des oscillations réticulaires et de la chaleur spécifique des solides. — P. 867-872.

Cette note fait suite à un travail de Born et Karman (1). Elle contient l'évaluation par développement en série de l'intégrale à laquelle étaient arrivés ces auteurs dans le calcul de l'énergie interne et de la chaleur spécifique considérées comme fonctions de la température et de la constante d'élasticité (système cubique) :

$$E = N \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_3^1 \iiint_0^{2\pi} \frac{\frac{R}{N} \beta'_{\nu}}{e^{\frac{\nu}{T}} - 1} d\varphi d\psi d\chi.$$

M. Thirring fait le calcul pour le cuivre, les chlorures de sodium et de potassium. Les écarts avec les valeurs expérimentales atteignent 6 à 15 0/0. Cela peut tenir à ce que la théorie se rapporte à un corps monoatomique et que le coefficient d'élasticité n'a pas été mesuré à la même température que la chaleur spécifique.

JOB.

O.-W. RICHARDSON. — L'émission d'électrons par le tungstène à haute température : preuve expérimentale que le courant électrique dans les métaux est charrié par les électrons (Mémoire traduit de l'anglais). — P. 793-796.

L'auteur étudie expérimentalement quatre hypothèses possibles sur l'origine de l'émission des électrons. Seule est vérifiée l'hypothèse suivante : l'émission se fait à partir du tungstène entre le tungstène et une vapeur inconnue condensable, vapeur qui n'influe pas sur un manomètre de MacLeod. La possibilité de cette émission résulte de ce fait que des variations très importantes dans la quantité et la nature des gaz présents n'ont aucune influence sur l'émission.

(1) *Phys. Zeit.*, XIII, 297 (1912), et XIV, 1565 (1913).

R.-A. MILLIKAN. — Sur la charge élémentaire d'électricité et la constante d'Avogadro (Mémoire traduit de l'anglais). — P. 796-812.

Améliorations apportées à la méthode imaginée par l'auteur en 1910 :

- 1° Détermination de la viscosité de l'air ;
- 2° Modification du système optique ;
- 3° Observations à différentes pressions ;
- 4° Suppression des convections ;
- 5° Preuves expérimentales de l'exactitude de la méthode.

L'auteur donne comme résultats de nouvelles mesures.

$$e = 4,774 \pm 0,009 \cdot 10^{-10} \text{ U. E. S.},$$

$$N = 6,062 \pm 0,012 \cdot 10^{23}.$$

H.-B. KEENE. — Sur le passage des rayons de Röntgen à travers les métaux.
P. 903.

Expériences analogues à celles de Hupka. Comme métaux employés, citons l'acier, l'argent, le mercure. L'examen au microscope de la surface de l'acier montre une grande quantité de cristaux. Hupka n'avait rien trouvé en employant une anticathode de platine et des lames de fer et d'aluminium ; l'auteur employant une anticathode d'iridium, reçut le faisceau à travers des lames de fer et d'aluminium de 0^{mm},4 d'épaisseur.

BRUNO THIEME. — Un nouvel interrupteur simple pour les courants de haute fréquence. — P. 904.

Dispositif ingénieux pour l'interruption du courant, et donnant des interruptions très régulières jusqu'à 100 par seconde.

J. Roux.

O. GESCHOSER. — Production de rayons cathodiques dans l'air à la pression atmosphérique. — P. 815-816.

Un pôle de l'induit d'une bobine étant mis à la terre, le pôle négatif communique avec un fil de cuivre horizontal dont l'extrémité recour-

bée verticalement est entourée complètement par la flamme d'un bec Bunsen bien isolé électriquement. L'extrémité du fil et la flamme constituent une source de rayons cathodiques dès que l'inducteur fonctionne. Une plaque photographique entourée de papier noir ou placée dans une boîte de bois ou de métal est impressionnée. Des photographies d'ombres d'objets métalliques placés contre la plaque obtenues en dix minutes de pose, accompagnent cette note.

L'auteur a éprouvé une inflammation de la peau des mains après des expériences de ce genre avec un inducteur de 5 centimètres d'étincelle; il les a continuées avec une bobine de 12 à 15 millimètres d'étincelles.

Il y a émission d'électrons par la source négative, tandis que le pôle positif puise des électrons dans le sol.

Au voisinage de la source, on peut charger par influence un électroscope à feuilles d'or ou le décharger. De même, on charge positivement des pendules en moelle de sureau; on peut exciter la phosphorescence de certaines substances et faire fonctionner des tubes sans électrode par charge de la paroi de verre.

L. FLAMM. — Sur le rayonnement α de couches épaisses. — P. 812-815.

Généralisation de la méthode de E. von Schweidler⁽¹⁾. Celle-ci est fondée sur la formule de Geiger donnant le nombre Φ de paires d'ions libérées sur un parcours r par une particule α :

$$\Phi(r) = k_0 r^{\frac{2}{3}} \quad (2).$$

La continuité supposée par la théorie n'existe pas, les trajectoires ont des points de cassure (C. T. R. Wilson); pour résoudre le problème, M. Flamm pose :

$$\Phi(r) = \int_0^r \varphi(r) dr.$$

Les courbes d'ionisation de Bragg⁽³⁾ donnent φ en fonction de r .

(1) Voir ce volume, p. 517.

(2) *Proc. Roy. Soc. (A)*, LXXXIII, 505; 1910.

(3) *Phil. Mag.*, XI, 754; 1906.

Avec les notations de v. Schweidler, on a, par intégration partielle,

$$(1) \quad Q_A = \frac{N}{4} \int_0^R (R - r) \varphi(r) dr;$$

pour $h \leq R$:

$$(2) \quad Q_A = \frac{N}{4} \left[2h \int_0^{R-h} \varphi(r) dr - h^2 \int_0^{R-h} \frac{1}{R-r} \varphi(r) dr + \int_{R-h}^R (R-r) \varphi(r) dr \right]$$

(R, parcours dans la matière rayonnante; N, nombre de particules α émises par unité de temps et de longueur; h , épaisseur de la lame plan parallèle; tous les coefficients d'absorption étant supposés égaux à l'unité).

On n'a plus qu'à évaluer graphiquement trois intégrales de courbes connues.

Dans le cas (1), on fait les mesures avec l'appareil de Bragg (1), qui consiste en une boîte cylindrique étanche sur la base de laquelle on place la préparation radioactive.

A la partie supérieure se trouve la chambre d'ionisation isolée dont la partie essentielle est un plateau horizontal relié à l'électromètre et une toile métallique portée à un potentiel connu(2). On obtient ainsi directement la fonction $(R - r) \varphi(r)$.

A. GRUMBACH,

O.-V. SILVEY. — Recherche sur la décharge entre pointes dans des champs magnétique et électrostatique. — P. 816-823.

Étude photographique, avec l'appareil de MM. Foley et Hase-man (3), de la décharge entre pointes d'une machine électrostatique sans condensateurs. L'intensité du courant était donnée par un milliampèremètre Weston et la différence de potentiel par un électroscope étalonné par mise en parallèle d'une coupure; l'auteur se servait des tables de Fisher (4).

Les nombres obtenus pour la vitesse des ions et surtout pour le rapport de la charge à la masse sont très variables. M. Silvey pense

(1) BRAGG, *Studies in Radioactivity*, Macmillan, London, 1912, p. 53.

(2) GEIGER, *Proc. Roy. Soc. (A)*, LXXXII, 489; 1909.

(3) *Phys. Rev.*, XX, p. 399; *Proc. Indiana Ac. of Sc.*, p. 206, 1904.

(4) *Trans. Int. Electr. Congress*, II, p. 294, Saint-Louis, 1904.

que cette discordance est due non seulement à l'incertitude dans l'évaluation de la différence de potentiel, mais aux courants de convection qui accompagnent la production de l'étincelle.

H. ZAHN. — Sur la théorie électronique des effets thermomagnétiques.
P. 926-928.

L'auteur commence par rappeler les difficultés auxquelles conduisent les théories de Riecke et de Drude dans l'explication du phénomène de Hall, mais surtout dans celle des effets Nernst et Leduc; l'embarras est encore plus grand, si on modifie les équations dans le sens unitaire pour les faire rentrer dans la théorie de Lorentz; M. Zahn emploie ici la méthode d'explication élémentaire du phénomène de Zeeman au mouvement des électrons autour d'un centre positif. Les vibrations qui ont lieu dans le plan de la plaque perpendiculaire aux lignes de forces seront seules influencées par le champ; on peut décomposer en deux groupes les électrons liés, les uns tournant dans le sens positif, les autres dans le sens négatif dans le plan de la plaque. On parvient ainsi à expliquer de la même façon l'effet Hall et l'effet Nernst. L'auteur ne donne pas de théorie quantitative; on rencontre une première complication: le coefficient thermomagnétique et la chaleur spécifique d'électricité n'ont pas toujours même signe. De plus, le calcul complet des déformations des trajectoires nécessiterait des hypothèses sur l'action des électrons libres et liés. On expliquerait l'effet réciproque Leduc par des variations de concentrations des électrons accompagnant la chute de température. Ajoutons que les électrons liés peuvent donner lieu à une concentration des lignes de force de sens contraire à celles qui engendrent les électrons libres; on retrouve ici les conséquences de la théorie dualistique, mais avec une tout autre cause. Il faudra tenir compte du nombre et de la durée de révolution des électrons tournants. La complication est accrue par les propriétés optiques des métaux qui obligent à leur assigner diverses périodes propres.

R.-W. LAWSON. — Gaz occlus dans les tubes de Geissler. — p. 938-941.

L'auteur rappelle qu'antérieurement aux recherches de Sir Wil-

liam Ramsay, Collie et Paterson (¹), la production d'hélium dans les tubes à vide avait été signalée par V. Hirsch (²), qui avait cru en obtenir, quel que fût le gaz du tube ; en réalité, il ne s'agissait pas d'hélium, mais Soddy en a obtenu dans des conditions analogues (³). M. Lawson rappelle enfin le travail où Sir J.-J. Thomson a montré, par la méthode des rayons positifs, que les électrodes contiennent de l'hélium, du néon et le gaz inconnu X_3 (⁴).

Les tubes employés par M. Lawson ont été étudiés, les uns (A) après un usage prolongé, les autres (B) étaient neufs.

Les électrodes cylindriques étaient soit en aluminium, soit en platine. Pour rechercher l'hélium, le néon ou les autres gaz, l'auteur comparait le spectre de la décharge à celle des gaz eux-mêmes sur les épreuves photographiques fournies par un spectrographe Hilger.

Il faut noter qu'il est nécessaire de comparer l'intensité de certaines lignes avec celles du second spectre de l'hydrogène pur, pour éviter les confusions possibles ; les raies α , β et γ sont d'ailleurs visibles sur toutes les épreuves.

Les tubes A à électrodes de platine fournissent de l'azote occlus à la suite d'un premier remplissage avec ce gaz, on n'observe pas d'azote avec les électrodes d'aluminium ; cette différence proviendrait de la stabilité d'un azoture d'aluminium. On rencontre toujours dans ces derniers tubes des traces d'hydrogène qui facilitent la décharge (⁵) ; au contraire, les électrodes de platine ne libèrent aucune trace d'hydrogène. Enfin aucun tube A ne donne la moindre trace d'hélium, de néon ni d'argon.

Les tubes B donnent tous une assez grande quantité d'hydrogène. Les électrodes de platine laissent échapper de l'azote ; l'aluminium donne le spectre de lignes de l'oxygène, qui est ordinairement masqué facilement par celui de l'azote ; ce dernier gaz n'est donc pas occlus dans l'aluminium (décharges condensées ou non).

Les électrodes de platine seules fournissent de l'hélium et du néon. En aucun cas on ne trouve d'argon.

Avec les électrodes d'aluminium, on trouve de l'oxyde de carbone, la bande 4315 de la combustion du gaz d'éclairage est visible.

¹ SIR W. RAMSAY, *Nature*, 13 fév. 1913 ; p. 653 ; *Chem. News.*, 14 fév. 1913, p. 78.

² V. HIRSCH, *Ph. Z.*, VIII, p. 461 ; 1907.

³ SODDY et MACKENSIE, *Proc. R. S.*, A. LXXX, p. 92 ; 1907.

⁴ SIR J.-J. THOMSON, *Nature*, 13 fév. 1913.

⁵ BALY, *Spectroscopy*, p. 428-430.

On voit que l'hélium provient de l'occlusion dans les électrodes.

Il est invraisemblable que le néon soit produit par l'union de l'hélium et de l'oxygène, car l'hélium n'apparaît que lorsque tout le néon est expulsé, et l'oxygène se montre seulement après plusieurs heures de fonctionnement du tube.

E. PRINGSHEIM. — A propos de l'exposé axiomatique que fait M. Hilbert de la théorie élémentaire du rayonnement. — P. 847-850.

A la suite d'un mémoire de l'auteur sur les bases d'une théorie élémentaire du rayonnement, M. Hilbert a fait paraître⁽¹⁾ des remarques sur le même sujet.

D'après M. Pringsheim, M. Hilbert n'est arrivé à aucun résultat pratique ni dans son essai d'exposé axiomatique de la théorie du rayonnement, ni dans son essai de démonstration rigoureuse de la loi de Kirchhoff. M. Pringsheim s'excuse d'avoir été obligé de critiquer sévèrement le travail de M. Hilbert. Mais il a cru de son devoir d'empêcher que la réputation de ce savant auprès des mathématiciens ne les conduise à prendre pour des vérités les erreurs de leur collègue.

H, STARKE. — Mesures d'absorption sur les rayons β . — P. 1037-1038.

M. Brommer a montré⁽²⁾ que le coefficient d'absorption mesuré pour les rayons γ dépend des conditions expérimentales. Toutes choses égales d'ailleurs, il est fonction de la position de l'écran absorbant. Ce fait serait dû à un rayonnement secondaire émis par l'écran.

M. Starke a observé une dépendance analogue pour les rayons β . Dans ce cas, plus l'écran est épais, moins les variations du coefficient d'absorption se font sentir. Ces variations sont d'ailleurs différentes de celles observées sur les rayons γ .

Pour mesurer le coefficient d'absorption, il faut donc placer l'écran immédiatement en avant de la chambre d'ionisation et protéger cette chambre contre le rayonnement diffusé par l'écran.

(1) *Phys. Zeits.*, XIV, 592-575.

(2) *Phys. Zeits.*, XIII, 1037; 1912.

P.-P. EWOLD. — Remarques à propos du travail de M. Laue: « Les épreuves de symétrie ternaire dans les cristaux cubiques » (1). — P. 1038-1040.

On peut arriver aux mêmes conclusions que M. Laue et en particulier démontrer l'existence des points répétés douze fois sans passer par l'intermédiaire du système hexagonal comme le fait cet auteur.

M.-V. LAUE. — Optique réticulaire. — P. 1040.

Réponse à M. Ornstein. Critique sévère de la théorie de cet auteur (1).

KARL FREDENHAGEN. — Dispositif pour chauffer les gaz et les vapeurs à très haute température. — P. 1047.

Ce dispositif permet de chauffer les vapeurs des métaux alcalins dans des vases transparents. Un petit tube de tantale sert de four à résistance, il est placé à l'intérieur d'un ballon de verre. On peut observer le rayonnement de la vapeur contenue dans le petit tube.

KARL FREDENHAGEN. — Influence des gaz neutres sur l'absorption de la vapeur de sodium. — P. 1047-1049.

Dans un travail ancien, l'auteur avait étudié l'absorption et la dispersion produites par la vapeur de sodium distillant d'une paroi chaude à une paroi froide. Il avait remarqué qu'elles dépendaient de la pression dans le tube où se faisait la distillation. Il pensait que ce phénomène était dû à une absorption des molécules métalliques par le gaz du tube.

De nouvelles expériences ont montré que l'on avait affaire à une simple variation de densité de la vapeur de sodium produite par la variation de pression. L'auteur en déduit que les mesures d'absorption et de dispersion faites sur une vapeur distillant donnent des valeurs trop faibles pour ces grandeurs.

P. JOB.

(1) *Phys. Zeits.*, XIV, 941 ; 1913.

F.-E.-E. GERMANN. — Détermination de la courbe des tensions de vapeur et de la courbe des densités de l'oxygène, et construction d'un appareil pour la détermination des données critiques. — P. 857-860.

F. BULLE. — Sur la courbe des tensions de vapeur de l'oxygène et sur une détermination des données critiques de l'hydrogène. — P. 860-862.

Les auteurs ont utilisé deux appareils presque identiques construits sur les indications de Nernst et de Eucken.

Un grand tube en U contenant du mercure est relié d'une part à une pompe Cailletet, d'autre part à un tube vertical T, contenant le gaz liquéfié. Le tube T s'introduit dans un bloc de cuivre ou d'argent, qu'on dispose à l'intérieur d'un vase de Dewar entouré d'air ou d'hydrogène liquide, et relié à une ampoule remplie de charbon de bois.

L'appareil est chargé avec le gaz qu'on se propose d'étudier. Le vase de Dewar, contenant de l'air ou de l'hydrogène à une pression voisine de $0^{\text{mm}},2$, ne constitue pas une enceinte complètement imperméable à la chaleur. Le bloc métallique se met donc à la température de l'air ou de l'hydrogène liquide et le fluide dont on a rempli l'appareil se liquéfie à l'intérieur du tube T. On achève alors de vider le vase de Dewar en plongeant l'ampoule à charbon de bois dans l'air liquide; dans ces conditions, le refroidissement du fluide saturé par l'air ou l'hydrogène liquide s'atténue. Et comme le bloc métallique sert de support à un fil de constantan à l'intérieur duquel peut être envoyé un courant réglable, il s'établit en définitive un équilibre entre le refroidissement par l'air liquide et le réchauffement par le courant. On peut donc réaliser une température déterminée, qui peut être maintenue constante pendant un temps suffisamment long et que les auteurs ont mesurée, en utilisant un thermomètre à résistance de plomb, préalablement comparé à celui dont Nernst avait fait usage pour ses mesures de chaleurs spécifiques.

II. *Résultats* : 1° La pression du fluide saturé étant mesurée avec un manomètre de précision adapté à la pompe Cailletet, les auteurs ont pu déterminer séparément la courbe des tensions de vapeur de l'oxygène. Leurs résultats ne s'écartent pas d'une quantité supérieure à $1\ 0/00$;

2° Le bloc métallique étant percé d'une fente qui permet d'observer

ver l'intérieur du tube T et le ménisque du fluide saturé, on peut connaître le volume et par conséquent la densité de l'oxygène liquide ;

3° Enfin, M. Fritz Bulle a pu utiliser l'appareil à la détermination des isothermes de l'hydrogène au voisinage du point critique, et par conséquent à la détermination des données critiques. Il résulte des expériences que la *température critique est $31^{\circ},95 \pm 0^{\circ},1$, et la pression critique 11,0 atmosphères.*

J. GUYOT.

S. JANSZ. — Étude, d'après la méthode de Feddersen, des oscillations électriques de deux systèmes couplés. — P. 896-898.

Le dispositif décrit par l'auteur avait pour but d'étudier les oscillations électriques produites dans deux circuits oscillants couplés de périodes voisines, munis l'un et l'autre d'un éclateur à électrodes de magnésium. Les deux éclateurs étaient disposés de manière à permettre, grâce à l'emploi d'un miroir concave tournant, l'enregistrement simultané, sur une même plaque photographique, des étincelles primaire et secondaire.

Plusieurs des relevés obtenus sont reproduits dans le mémoire. Ils montrent : 1° qu'il se produit dans les deux circuits des interférences ; 2° qu'à un maximum d'amplitude dans le circuit primaire correspond un minimum dans le secondaire et inversement ; 3° que les interférences ont une fréquence d'autant plus grande que le couplage est plus serré.

Quand on dérègle l'un des deux circuits, les minima observés dans l'étincelle primaire perdent leur netteté ; ils restent égaux à zéro dans l'étincelle secondaire.

L'auteur a étudié également le cas où les oscillations sont obtenues par le procédé de l'excitation par choc. La photographie met en évidence la durée très courte de l'étincelle primaire et la persistance de l'étincelle secondaire faiblement amortie.

Enfin la méthode s'applique aussi quand le couplage est assez lâche pour qu'il n'y ait pas de réaction du secondaire sur le primaire. En particulier on peut observer, dans le cas de deux circuits de périodes légèrement inégales, la production d'interférences dans le circuit secondaire, conformément à la théorie de Bjerknes, avec formation de minima nuls et de maxima progressivement décroissants.

PAUL DE LA GORCE.

ALFRED SCHULZE. — Détermination précise des densités de vapeur de quelques composés liquides du carbone. — P. 922-926.

La méthode employée est une modification de celle de Dumas. Un ballon de Dumas, de 500 à 600 centimètres cubes de capacité, porte à sa partie inférieure un petit ballon de 3 centimètres cubes, auquel il est relié par un tube capillaire.

On introduit le liquide dans cet appareil que l'on remplit au tiers et que l'on porte dans un thermostat en verre maintenu à une température supérieure au point d'ébullition du liquide et constante à 0,05 près. Après avoir fermé la pointe du ballon, on retire l'appareil du thermostat, et l'on fait plonger le petit ballon inférieur dans de l'air liquide, en même temps qu'on chauffe un peu le ballon supérieur avec un Bunsen. Toute la vapeur se condense et un vide très avancé se produit dans le ballon ; on contrôle le degré du vide en y faisant passer le courant d'une bobine d'induction au moyen de deux fils de platine scellés dans le verre ; on observe la fluorescence verte. On sépare à l'aide du chalumeau le petit ballon du grand ; la pesée du premier fournit le poids de la vapeur condensée ; on pèse le grand ballon vide, puis rempli d'eau pure comme dans la méthode de Dumas, et l'on a avec une grande précision les données nécessaires pour le calcul de la densité de vapeur ; on devra évidemment tenir compte de la poussée de l'air et de la variation du volume du ballon avec la température. Pour les substances étudiées, l'absorption de la vapeur par la surface du verre est négligeable, et la précision atteinte est d'environ 0,3 0/0.

Ces déterminations ont montré que le sulfure de carbone et aussi le nitrobenzène ont des densités de vapeur plus grandes que les densités théoriques et que leurs vapeurs doivent contenir des molécules associées ; les alcools méthylique et éthylique, qui sont à l'état liquide fortement associés, ont des densités de vapeur normales. Le chloroforme est aussi légèrement associé, mais les autres substances étudiées, éther éthylique, acétone, benzène, hexane, acétate d'éthyle, etc., ont des molécules gazeuses normales.

A. CONVISY.

W. ARKADIEW. — Théorie du champ électro-magnétique dans les substances ferro-magnétiques. — P. 928-934.

L'auteur, qui n'envisage que le cas des champs faibles, admet que les aimants élémentaires sont soumis à une force D , tendant à les ramener à leur position primitive et que, sous l'action de cette force et du champ magnétique extérieur H supposé oscillant et faisant un angle α avec l'axe de l'aimant, ils prennent un mouvement oscillatoire régi par l'équation :

$$K \frac{\partial^2 \beta}{\partial t^2} + p \frac{\partial \beta}{\partial t} + mD\beta = mH \sin \alpha ;$$

K moment d'inertie de l'aimant ; m , son moment magnétique ; p , un coefficient de frottement.

D'après les idées de Weber, on aurait :

$$(1) \quad D = \frac{2}{3} \frac{J_{\infty}}{\chi} ;$$

J_{∞} , intensité d'aimantation à saturation ; χ , susceptibilité dans les champs faibles.

Ces considérations conduisent l'auteur à admettre dans les champs magnétisants oscillants une perméabilité apparente μ différente de la perméabilité vraie μ_0 dans les champs faibles et une résistance magnétique ρ .

Les équations fondamentales de l'électro-optique deviennent dans ce cas :

$$\begin{aligned} \text{curl } H &= \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi\sigma}{c} E, \\ \text{curl } E &= -\frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} - \frac{4\pi\rho}{c} H \end{aligned}$$

(ϵ , pouvoir inducteur spécifique de la substance ; σ , sa conductivité ; c , vitesse de la lumière) et :

$$\begin{aligned} \mu &= 1 + (\mu - 1) \frac{1 - V^2}{\Theta^2 V^2 + (1 - V^2)^2}, \\ \rho &= \frac{\mu_0 - 1}{2T_0} \frac{\Theta V^2}{\Theta^2 V^2 + (1 - V^2)^2}, \end{aligned}$$

avec :

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{K}{mD}}, \quad \Theta = \frac{p}{\sqrt{KmD}}$$

et $V = \frac{T_0}{T}$, T étant la période du champ magnétisant.

Dans ces conditions, l'équation d'une onde plane devient :

$$Z = Z_0 e^{-\frac{2\pi K}{cT} x} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{nx}{cT} \right),$$

avec :

$$n^2 = \sigma T \left[\sqrt{\left(\frac{\varepsilon\mu}{2\sigma T} - 2\rho T \right)^2 + \left(\mu + \frac{\varepsilon\rho}{\sigma} \right)^2} + \frac{\varepsilon\mu}{2\sigma T} - 2\rho T \right],$$

$$K^2 = \sigma T \left[\sqrt{\left(\frac{\varepsilon\mu}{2\sigma T} - 2\rho T \right)^2 + \left(\mu + \frac{\varepsilon\rho}{\sigma} \right)^2} - \frac{\varepsilon\mu}{2\sigma T} + 2\rho T \right].$$

L'auteur cherche à mettre ses conceptions en accord avec les théories actuelles du magnétisme, et montre en particulier qu'en supposant dans la théorie de P. Weiss $N_2 = N_3$, la force D n'est autre que la force démagnétisante de Weiss.

$$H_D = J_\infty (N_1 - N_2),$$

pour laquelle on a bien :

$$X = \frac{2J_\infty}{3H_D}.$$

En appelant r le rayon de la sphère circonscrite à l'aimant élémentaire, δ la densité de la substance, il montre que l'on a :

$$T_0 = \frac{r}{J_\infty} \sqrt{\frac{3}{2} a\pi\delta (\mu_0 - 1)},$$

a étant un coefficient qui dépend de la forme de l'aimant élémentaire et qui dans le cas d'une sphère est $\frac{2}{3}$.

Enfin, il applique aux solides les principes de la théorie cinétique des gaz, ce qui le conduit à introduire à la place du coefficient p un coefficient de frottement intérieur η .

Ces formules permettent d'utiliser les résultats expérimentaux connus et en particulier ceux de l'auteur sur l'absorption des ondes,

par deux fils parallèles, à la détermination de quelques constantes caractéristiques des métaux. Ainsi dans le fer, pour le cas d'un mouvement ordonné, il trouve $T_0 = 1,97 \times 10^{-10}$.

La valeur maximum que peut atteindre ρ est 3×10^{10} unités C. G. S. électro-magnétiques; r est dans le fer de $9,4 \times 10^{-9}$ centimètre et η de $1,5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1} \text{ gr}^{+1} \text{ sec}^{-1}$.

R. JOUAUST.

L.-S. ORNSTEIN. — Sur les interférences des rayons Röntgen. — P. 941-947.

Etude théorique. L'auteur développe en détail les idées de Bragg; les résultats obtenus rendent compte de la position des taches sur les photogrammes.

J. STARK. — Comparaison des résultats de l'analyse électromagnétique et de l'analyse spectrale des rayons-canaux. — P. 961-965.

Le problème de la nature des porteurs dans les rayons-canaux a été abordé de deux façons différentes :

1° Par action d'un champ électrostatique ou d'un champ magnétique (ce qui fournit en particulier $\frac{e}{m}$).

2° Par l'observation des raies mobiles des rayons-canaux.

La première méthode est sensible à condition que la pression soit très faible en avant et en arrière de la cathode (la diffusion, l'ionisation et l'électronisation sont ainsi peu importantes). L'autre, au contraire, qui nécessite une lumière aussi intense que possible, exige une pression relativement notable en avant et en arrière de la cathode.

D'après les idées de Stark, les conditions favorables à l'analyse électromagnétique correspondent surtout à la production de porteurs de valence peu élevée; tandis que par l'analyse spectrale, on peut atteindre aussi les porteurs de haute valence. Ces prévisions sont, dans la majorité des cas, en accord avec l'expérience: la valence révélée par l'analyse électromagnétique est inférieure ou égale à la valence maxima fournie par l'analyse spectrale. Le mercure, toutefois, fait exception: l'observation des raies mobiles indique des porteurs 1-, 2-, 3-, valents alors que la méthode électromagnétique met

encore en évidence des porteurs 4-, 5-, 6-, 7-valents (J.-J. Thomson).

D'après Stark, on augmenterait la sensibilité de l'analyse électromagnétique pour les porteurs de valence élevée en utilisant le dispositif de Wien, avec une pression très faible en arrière de la cathode et une pression beaucoup plus grande en avant.

J. STARK. — Sur la charge positive multiple de l'atome chimique. — P. 965-969.

Un atome chimique isolé peut-il présenter une charge positive multiple, due à la perte de plusieurs électrons ? Cette séparation d'électrons se fait-elle graduellement ou en une seule fois ?

D'après Stark, l'analyse électromagnétique et l'analyse spectrale fournissent une réponse positive à la première question. L'ionisation multiple s'observe dans le choc d'un atome par les rayons cathodiques, d'un atome au repos par les rayons-canaux. La séparation peut certainement être progressive ; mais il est vraisemblable que la perte de plusieurs électrons peut aussi résulter d'un seul choc.

Stark se représente l'atome chimique avec des électrons périphériques séparés, qui correspondent aux valences chimiques de l'élément considéré et des électrons intérieurs, fixés plus solidement à la charge positive que les précédents. Si l'on admet, avec Stark, que pendant le choc il peut y avoir pénétration de l'atome, on conçoit que la valence d'un atomion positif puisse être supérieure à la valence chimique — ce qui est le cas pour Hg, He, Ar.

M. BARRÉE.

M. BEHACKER. — La chute libre et le mouvement des planètes dans la théorie de la gravitation de Nordström. — P. 989-992.

Le potentiel satisfait à la relation :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial u^2} = 4\pi f \gamma ;$$

f , constante de la gravitation ; γ , densité au repos. Soient τ le temps propre et Y le vecteur d'univers aux composantes :

$$a_x = \frac{dx}{d\tau}, \quad \dots, \quad \dots, \quad a_u = \frac{du}{d\tau},$$

on a :

$$-\Gamma_{\rho\alpha}\delta\Phi = \frac{dY}{d\tau} + \frac{1}{c^2} \frac{d\Phi}{d\tau} Y.$$

Chute libre. — La direction de la pesanteur est prise pour axe des x .

On a :

$$-\frac{\partial\Phi}{\partial x} = g, \quad \frac{\partial\Phi}{\partial y} = \frac{\partial\Phi}{\partial z} = \frac{\partial\Phi}{\partial u} = 0, \quad \frac{d\Phi}{d\tau} = -ga_x.$$

Les conditions initiales choisies sont :

$$x = y = z = 0, \quad \frac{dx}{d\tau} = \frac{dz}{d\tau} = 0, \quad \frac{dy}{d\tau} = \frac{q}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}.$$

Les équations du mouvement sont :

$$g = \frac{da_x}{d\tau} - \frac{g}{c^2} a_x^2, \\ 0 = \frac{da_y}{d\tau} - \frac{g}{c^2} a_x a_y, \quad 0 = \frac{da_u}{d\tau} - \frac{g}{c^2} a_x a_u.$$

Par intégration, on obtient les valeurs de a_x , a_u , a_y , puis celles des coordonnées :

$$x = -GL \cos \frac{g\tau}{c}, \quad y = DL \operatorname{tang} \left[\frac{\pi}{4} + \frac{g\tau}{2c} \right].$$

avec

$$G = \frac{c^2}{g}, \quad D = \frac{q}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}} \frac{c}{g}.$$

Par élimination de τ , on obtient la trajectoire :

$$x = GL \frac{e^{\frac{x}{D}} + e^{-\frac{x}{D}}}{2}.$$

Cela n'est pas contraire à l'observation, car si, dans le développement en série, on néglige les termes en c^{-2} et au delà, on trouve la relation classique :

$$x = \frac{g}{2} \left(\frac{y}{q} \right)^2.$$

Mouvement d'une planète. — Le système d'axes est en repos par rapport au Soleil; l'origine est au centre; r est la distance de la planète considérée comme corps ponctuel. Le potentiel est:

$$\Phi = -\frac{Mf}{r},$$

(M , masse du Soleil). Les quatre équations du mouvement sont:

$$-\frac{Mf}{r^3} x = \frac{d^2x}{d\tau^2} + \frac{Mf}{c^2} \frac{1}{r^2} \frac{dx}{d\tau} \frac{d\tau}{dt}.$$

deux autres analogues en y et z , et enfin

$$0 = \frac{d^2t}{d\tau^2} + \frac{Mf}{c^2} \frac{1}{r^2} \frac{dt}{d\tau} \frac{d\tau}{dt}.$$

La dernière donne

$$\frac{dt}{d\tau} = A'e^{\frac{M'}{r}} \quad \text{ou} \quad \left(\text{comme } d\tau = dt \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right) \quad \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = A'e^{-\frac{M'}{r}},$$

avec $A = \frac{u}{A'}$; $M' = \frac{Mf}{c^2}$. Cela exprime le principe de l'énergie. Appliquant ensuite aux trois autres équations le traitement classique qui conduit au théorème des moments des quantités de mouvement, l'auteur obtient trois équations, d'où il tire:

$$(K_1z + K_2x + K_3y) e^{\frac{M'}{r}} = 0.$$

L'orbite est plane; son plan passe par le Soleil. Passant en coordonnées polaires, on obtient:

$$r^2 \frac{d\theta}{d\tau} = K_1 e^{\frac{M'}{r}},$$

et finalement:

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = K.$$

C'est le théorème des aires. Cette relation et celle de l'énergie (après y avoir exprimé v en fonction de r et θ) conduisent à l'équation différentielle du mouvement:

$$d\theta = \frac{Kdr}{r^2 \sqrt{c^2 \left(1 - A^2 e^{-\frac{2M'}{r}} \right) - \frac{K^2}{r^2}}}.$$

Cette équation n'est pas en désaccord avec l'observation ; car, si l'on néglige les termes en c^{-2} et au delà, on tombe sur l'équation différentielle des coniques ayant le Soleil pour foyer.

S. MOHOROVICIC. — Contribution à l'interprétation non euclidienne de la théorie de la relativité. — P. 988-989.

L'auteur s'occupe de parvenir à la composition des vitesses au moyen de projections orthogonales. Posons :

$$\frac{v}{c} = \text{th } u = \frac{\text{th } U}{\text{th } V}, \quad \text{th } U = Kv, \quad \text{th } V = Kc, \quad K < \frac{1}{c}.$$

Prenons dans le plan hyperbolique deux droites A, B coupant respectivement en P et Q et sous des angles de 90° une troisième droite PQ. On sait que sur A, par exemple, il existe, à distance V de P, un point α tel qu'une droite issue de ce point et faisant avec A un angle de 90° soit parallèle à B, c'est-à-dire la rencontre en un point infiniment éloigné.

Soient, sur B, trois points, b_0, b_1, b_2 dont les distances u_0, u_1, u_2 , à Q répondent à la condition $u_0 = u_1 + u_2$. Prenons sur A trois points a_0, a_1, a_2 , dont les distances à P sont désignées par U_0, U_1, U_2 et choisis de telle sorte que les perpendiculaires à A issues de ces points rencontrent B en b_0, b_1, b_2 respectivement. L'auteur montre qu'entre les U, on a la relation ;

$$\text{th } U_0 = \frac{\text{th } U_1 + \text{th } U_2}{1 + \frac{\text{th } U_1 \text{ th } U_2}{\text{th}^2 V}}, \quad \text{d'où} \quad v_0 = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}}.$$

C'est la formule de composition des vitesses parallèles. L'auteur étend cette méthode au cas des vitesses obliques.

E.-M. LÉMERAY.

WALTHER KREIDE. — Recherches sur les indices de réfraction de quelques cristaux liquides. — P. 979-981.

Ce travail fait suite à celui de Dorn sur le propionate de cholestéryle. Les mesures effectuées avec un biprisme portent sur le chlorure et le nitrobenzoate de cholestéryle.

(¹) *Phys. Zeits.*, XI, 788 ; 1910.

V. SCHAFFERS. — La décharge par lueurs dans les champs cylindriques sous la pression atmosphérique (extrait des *Annales de la Soc. scient. de Bruxelles*, — P. 981-988.

La décharge est produite dans une boîte métallique cylindrique parcourue par un courant d'air, le champ est obtenu par un courant qui passe dans un fil rectiligne le long de l'axe de la boîte. Le rayon r de ce fil varie de 0^{cm},0003 à 0^{cm},35, celui b de la boîte varie de 0^{cm},85 à 5^{cm},85.

Pour $r \geq 0,01$, le potentiel initial est donné par la formule :

$$V_i = r^{0,7} \log \frac{b}{r} \times 30\,000,$$

le champ initial par :

$$R_i = r^{-0,3} \times 30\,000,$$

il est donc indépendant du rayon du tube. Les potentiels positifs initiaux V_p sont plus grands que les potentiels négatifs V_n .

Pour $0,01 > r > 0,001$, on a :

$$V_p - 350 = V_n = 10^4 \cdot r^{0,5} \log \frac{b}{a} \quad (a = r + 0,03).$$

Enfin, pour $r < 0,001$, ces quantités sont proportionnelles à $r^{0,5} \log^2 \frac{b}{r}$.

La limite du champ initial est 30.000 volts par centimètre.

L'épaisseur de la lame lumineuse est de 0^{cm},06 et ne dépend pas du rayon du fil ; enfin il semble que le nombre d'ions dépende de ce rayon comme de la pression.

J. LAUE. — Quelques expériences sur les rayons secondaires de Röntgen.
P. 992-994.

L'auteur s'est servi comme sources de cinq tubes de Röntgen différents et comme écrans de feuille d'or, d'argent, d'aluminium, de cuivre, de fer, de platine, de papier, d'épaisseurs variées.

Avec les feuilles les plus minces on n'observe de rayonnement secondaire appréciable que pour de faibles angles d'incidence des

rayons primaires; si l'épaisseur augmente, le rayonnement subsiste pour une incidence plus grande. Les variations de l'intensité du rayonnement secondaire, indépendantes de la polarisation des rayons primaires, sont surtout accentuées quand il y a un rayonnement secondaire de fluorescence. Elles ont lieu pourtant dans certains cas où le rayonnement propre, qui doit sans doute exister, est encore inconnu.

L'auteur a découvert un nouveau rayonnement propre très pénétrant dans le cas de lames pas trop minces de cuivre, de fer et de zinc.

M. DE BROGLIE. — Les raies des maxima de diffraction dans les diagrammes d'interférence des rayons de Röntgen. — P. 994-995.

Deux faits viennent confirmer l'explication de Wulf et Uspenski à propos de ce phénomène. L'absorption est analogue pour les différentes raies d'une même tache et varie d'une tache à l'autre, les raies ne sont pas disposées symétriquement, mais parallèlement par rapport au rayon incident.

E. HUPKA. — Les raies dans les figures d'interférence des rayons de Röntgen. P. 995-996.

L'auteur fait observer qu'il existe deux sortes de raies. Celles dont il s'est occupé avec M. Steinhauss ⁽¹⁾ sont fines et rigoureusement parallèles. L'explication de Wulff et Uspenski ne leur convient pas. Peut-être ce phénomène est-il dû à ce que les couches cristallines ne sont pas planes.

PAUL KNIPPING. — Passage des rayons de Röntgen à travers les métaux. P. 996-998.

Remarques à propos de l'article de M. Hupka ⁽²⁾. L'auteur développe les considérations de M. Hupka et tire quelques conclusions nouvelles des épreuves photographiques de ce savant.

P. JOB.

¹ *Ver d. D. phys. ges.*, XV, 162; 1913.

⁽²⁾ *Phys. Zeich.*, XIV, 623; 1913.

E. TAEGE. — Influence du gaz et de la nature des électrodes dans les éclateurs à faible distance explosible. — P. 1041-1042.

Un circuit primaire comprenant un éclateur à plateaux est en couplage serré avec un secondaire complètement désaccordé. On mesure l'énergie δ_1 communiquée à un ondemètre accordé avec l'onde propre du primaire, puis l'énergie δ_2 communiquée au même appareil accordé avec le secondaire.

Le rapport $\frac{\delta_2}{\delta_1}$ mesure les propriétés d'extinction de l'étincelle.

On constate, comme on le savait déjà, que ces propriétés augmentent lorsqu'on diminue l'écartement des électrodes.

Au point de vue de la manière dont ils se prêtent à l'excitation par choc, les gaz se rangent dans l'ordre suivant, les plus favorables étant les derniers : chlore, azote, air, oxygène, ammoniacque, méthane, gaz d'éclairage, hydrogène.

L'excitation par choc se produit d'autant mieux que le gaz est meilleur conducteur de la chaleur et que la mobilité des ions γ est plus grande. La présence d'un peu de vapeur (eau, alcool) est favorable.

Les métaux constituant l'éclateur se rangent dans l'ordre suivant :

Mg, (Al, Ni, Zn), (Az, Pt, Cu, laiton),

les métaux placés dans la même parenthèse étant à peu près équivalents.

L'examen au miroir tournant des étincelles montre que celles-ci s'éteignent nettement avec le laiton, le cuivre, l'argent, qu'au contraire avec le magnésium les électrodes restent incandescentes.

Il est probable qu'il existe une relation dans la façon dont les métaux se comportent lorsqu'ils constituent les électrodes d'un éclateur pour l'excitation par choc et la manière dont ils émettent des électrons.

R. JOUAUST.

APPLICATION DES INTERFÉRENCES A L'ÉTUDE DE LA NÉBULEUSE D'ORION;

Par MM. H. BUISSON, Ch. FABRY et H. BOURGET.

Introduction. — L'étude spectroscopique du monde sidéral a été faite presque uniquement au moyen d'une seule catégorie d'instruments, le spectroscopie à prismes, dont la forme générale est restée invariable. Les réseaux n'ont été employés que très exceptionnellement. Il faut probablement en conclure que le spectroscopie à prismes est l'appareil le mieux adapté à cette catégorie de recherches et continuera à jouer un rôle prépondérant. On peut cependant envisager l'emploi d'autres méthodes qui pourront contribuer, au moins dans certains cas, à accroître nos connaissances en astronomie stellaire.

Les méthodes interférentielles ont montré leur efficacité pour l'analyse de la lumière aussi bien au laboratoire que dans l'étude du Soleil. Leur emploi est particulièrement commode lorsque la source de lumière à étudier émet un petit nombre de radiations monochromatiques; le cas d'un spectre continu avec lignes noires est moins simple. Nous avons choisi comme objet d'étude les nébuleuses gazeuses, dont le spectre consiste en un petit nombre de lignes brillantes; parmi ces nébuleuses, nous avons étudié la plus étendue, la nébuleuse d'Orion.

Nos premiers essais remontent à janvier 1911; ils ont été faits avec l'équatorial visuel de 26 centimètres de l'Observatoire de Marseille. L'observation oculaire montra que la méthode était applicable, et, bien que l'objectif ne fût pas achromatisé pour la photographie, un essai photographique donna un résultat encourageant. En mars 1912, on fit un essai avec le télescope de Foucault (80 centimètres d'ouverture), dont le mouvement d'entraînement était alors très imparfait. On put cependant, avec une pose de quarante-cinq minutes, obtenir un assez bon cliché d'anneaux d'interférence⁽¹⁾. L'année 1913 fut employée à achever la remise en état du télescope. Enfin, en janvier 1914, on put reprendre les observations dans de bonnes conditions et les continuer jusqu'au moment où la nébuleuse cessa d'être observable.

Méthode et arrangement général. — Les interférences employées sont des *anneaux à l'infini* produits par une lame d'air à faces pa-

¹ Publié dans *The Observatory*, mai 1913.

J. de Phys., 5^e série, t. IV. (Mai 1914.)

rallèles argentées. L'appareil interférentiel se compose donc de deux lames de verre ayant chacune une surface plane légèrement argentée; ces deux surfaces sont maintenues au parallélisme et à une distance invariable. Éclairé par un faisceau de lumière monochromatique, cet appareil donne des anneaux à l'infini, c'est-à-dire dont l'image nette se fait dans le plan focal d'une lentille placée après lui. C'est donc dans ce plan focal que l'on mettra la plaque destinée à photographier les anneaux.

D'autre part, la nébuleuse est une source de lumière peu intense qui n'a que quelques minutes de diamètre apparent. Quand on produira des anneaux d'interférence avec les radiations qu'elle nous envoie, il faudra éviter qu'il y ait mélange des rayons provenant des divers points de l'astre. Il faut par suite que l'image de la nébuleuse se fasse sur la plaque photographique en même temps que l'image des anneaux.

Si la nébuleuse avait un diamètre apparent assez grand, le moyen le plus simple d'arriver à ce résultat serait de diriger directement vers le ciel l'appareil interférentiel suivi de l'objectif qui projette les anneaux dans son plan focal; on aurait ainsi dans ce plan l'image de la nébuleuse en même temps que celle des anneaux. Il est facile de voir que ce procédé n'est pas utilisable, car le diamètre apparent de l'astre est beaucoup trop faible pour que son image contienne même le premier anneau.

Le dispositif suivant résout complètement la question (1).

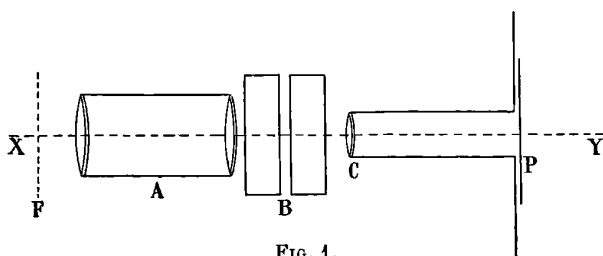


FIG. 1.

Un grand objectif, lentille ou miroir (non représenté sur la figure, projette dans son plan focal F (fig. 1) l'image de la nébuleuse. La

(1) Le principe de cet arrangement a déjà été sommairement décrit dans le *Journal de Physique* (juin 1912); nous croyons cependant devoir l'indiquer de nouveau pour éviter au lecteur la nécessité de se reporter à une publication antérieure.

lumière traverse ensuite un couple de lentilles A formant un système optique de courte distance focale, dont un foyer se confond avec F. Le système constitué par le grand objectif et les lentilles A est en définitive une lunette visant à l'infini, ou système afocal, dont le grossissement angulaire est par exemple de 80. En sortant de A, la lumière de la nébuleuse semble provenir d'un astre à l'infini, agrandi angulairement 80 fois ; de plus tout le faisceau va passer à travers l'anneau oculaire dont le diamètre est seulement $\frac{1}{80}$ de celui du grand objectif. C'est là qu'est placé l'appareil interférentiel B, immédiatement suivi de l'objectif C de court foyer, mais de grande ouverture numérique. Dans le plan focal de cet objectif, où se trouve la plaque photographique P, on aura à la fois l'image nette des anneaux (qui n'a été en rien changée par ce qui est avant l'appareil interférentiel) et l'image de la nébuleuse 80 fois plus grande que si l'objectif C était directement dirigé vers le ciel.

Soit F la distance focale du grand objectif, D son diamètre, f et d les quantités analogues pour le petit objectif C, enfin φ la distance focale du système optique A. Le grossissement du système afocal constitué par le grand objectif et A est :

$$g = \frac{F}{\varphi}.$$

L'image définitive de la nébuleuse, agrandie angulairement g fois, puis projetée par un objectif de distance focale f , a la même dimension que si elle était directement projetée par un objectif de distance focale $F \frac{f}{\varphi}$. D'autre part, l'ouverture utile de l'objectif C est égale à l'anneau oculaire du système afocal ; on aura donc :

$$d = \frac{D}{g} = D \frac{\varphi}{F}.$$

L'ouverture numérique utile du faisceau final est donc :

$$\frac{d}{f} = \frac{D}{F} \times \frac{\varphi}{f}.$$

En résumé, l'image de la nébuleuse est identique à celle que donnerait directement un objectif de distance focale $F \frac{f}{\varphi}$ et d'ouverture

numérique $\frac{D}{F} \times \frac{f}{\varphi}$; les anneaux sont directement projetés avec un objectif de même ouverture numérique, mais de distance focale seulement égale à f .

Dans l'appareil employé, le grand objectif est un miroir concave dont les constantes sont : $D = 80$ centimètres, $F = 450$ centimètres. Le système optique A, formé de deux lentilles achromatiques, a pour distance focale $\varphi = 5^{\text{cm}},6$; le grossissement angulaire produit par cet ensemble est par suite $g = 80$, et le diamètre de l'anneau oculaire est $d = 1$ centimètre. L'objectif final C a comme ouverture utile 1 centimètre et une distance focale $f = 4^{\text{cm}},5$. L'ouverture numérique finale est donc $1 : 4,5$; les anneaux sont projetés par une lentille de $4^{\text{cm}},3$ de foyer, et l'image de la nébuleuse est identique à celle que donnerait directement un objectif de 360 centimètres de foyer et 80 centimètres d'ouverture. Sur l'appareil interférentiel, on n'utilise qu'une surface circulaire de 1 centimètre de diamètre. Si l'image de la nébuleuse n'est pas bien au point ou si, pendant la pose photographique, le télescope ne suit pas bien le mouvement diurne, on aura une image trouble de la nébuleuse et des étoiles; il y aura un peu de mélange de la lumière venant des divers points de l'astre; mais, si la lumière est monochromatique, cela n'influe pas sur la netteté des anneaux.

Dans le plan focal F du grand miroir, on peut placer un réticule, dont l'image se fait sur la plaque, et qui peut servir de repère.

Enfin, pour l'observation visuelle, on peut venir regarder dans le plan P avec un oculaire. On peut aussi enlever l'objectif C et regarder à travers l'appareil interférentiel en visant à l'infini, soit à l'œil nu, soit mieux avec une petite lunette.

Description des diverses parties de l'appareil. — *Télescope.* — L'appareil a été monté sur le télescope réflecteur de l'Observatoire de Marseille, dont le miroir en verre, taillé par Foucault en 1862, a 80 centimètres de diamètre et $4^{\text{m}},50$ de foyer. Le tube et la monture sont en bois; l'ancien mouvement d'horlogerie à poids, insuffisant pour entraîner le télescope, a été récemment muni d'un moteur électromagnétique de Brillié, actionné par des piles et synchronisé par une pendule à demi-seconde du même constructeur. Le mouvement de rappel en angle horaire est aussi actionné par

un moteur électrique, commandé par des contacts que l'observateur tient à la main.

Pour suivre l'astre pendant la pose photographique, on a fixé au tube du télescope une lunette formée d'un objectif de 13 centimètres de diamètre et 3 mètres de foyer, et d'un oculaire placé à la partie inférieure du tube. L'observateur chargé de la conduite est ainsi installé près du miroir du télescope.

Dispositif interférentiel. — Tout l'ensemble destiné à produire et à projeter les interférences, représenté schématiquement dans la *fig. 1*, forme un bloc compact qui vient se placer à l'extrémité ouverte du tube du télescope, centré sur l'axe du miroir, de façon que la lumière lui arrive sans aucune réflexion supplémentaire. Cet ensemble arrête un peu de lumière incidente, mais il ne cache qu'un rectangle de 11×14 centimètres, soit $\frac{1}{30}$ de la surface du miroir.

L'étalon interférentiel se compose de deux lames de verre ayant 4 centimètres de diamètre et 1 centimètre d'épaisseur, dont les surfaces en regard sont argentées et maintenues au parallélisme par trois cales métalliques de même épaisseur. Le réglage rigoureux du parallélisme se fait par la pression de trois ressorts, réglables au moyen de vis. Nous avons employé des épaisseurs comprises entre 0^{mm},1 et 3 millimètres. Pour les plus faibles épaisseurs, les cales sont formées de trois petits morceaux de fil métallique, coupés à la suite l'un de l'autre dans un même échantillon. Les épaisseurs plus grandes sont obtenues soit avec de petits fragments de tige d'acier, soit mieux, pour éviter les dilatations, avec de petites cales d'invar (1).

La qualité des argentures a une importance capitale. Trop épaisses, elles absorbent trop de lumière et sont complètement inutilisables. Trop minces, elles ont un pouvoir réflecteur insuffisant. Nous obtenons ces argentures par projection cathodique, suivant une technique qui nous permet d'obtenir presque à coup sûr et très rapidement l'épaisseur d'argent que nous désirons avoir (2). Dès qu'une lame a été préparée, on mesure sa transparence et son

¹ Ces cales ont été taillées par M. Jobin, qui a su leur donner une forme très satisfaisante et qui a obtenu dans chaque cas exactement l'épaisseur demandée.

² Nous exposerons prochainement la technique employée pour obtenir les argentures, ainsi que les détails de construction des étalons interférentiels

pouvoir réflecteur. Selon les cas, nous avons employé deux groupes de surfaces argentées pour constituer l'étalon interférentiel. Dans le premier groupe, chaque surface argentée transmet 0,15 et réfléchit 0,74 de la lumière incidente; dans l'autre groupe, ces nombres sont 0,30 et 0,60. Ces nombres se rapportent à la radiation verte du mercure.

Le système optique A est formé de deux lentilles achromatiques, en verre uviol pour éviter l'absorption par le flint ordinaire. Chacune d'elles a 86 millimètres de foyer et 49 millimètres de diamètre; elles sont distantes de 40 millimètres. Cet ensemble a été calculé de telle manière qu'il ait une distance focale donnée (36 millimètres) et que, dans l'intérieur d'un champ de 10' de diamètre, la lumière réfléchie sur le grand miroir soit complètement utilisée. La première lentille fait l'office de verre de champ situé à 30 millimètres seulement de l'image réelle, et diminue la largeur du faisceau sur la deuxième lentille.

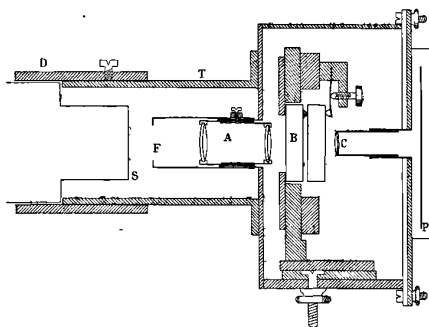


FIG. 2. — Échelle 1/4.

L'objectif achromatique C est également en verre uviol; son diamètre est de 10 millimètres et sa distance focale de 45 millimètres.

La croisée de fils destinée à servir de repère est placée dans le plan focal F commun au système A et au grand miroir.

L'étalon, les lentilles, le réticule et le châssis photographique forment un ensemble disposé dans une boîte métallique représentée en coupe dans la *fig. 2* où les lettres ont la même signification que dans la *fig. 1*. Cette boîte est fixée au tube T qui vient s'enfoncer dans la douille D portée par des bras solidaires du tube du télescope. On peut facilement enlever et remettre tout cet ensemble, qui

pèse seulement $4^{s},5$, et qui vient prendre la place occupée ordinairement par le prisme à réflexion totale du dispositif newtonien.

Dispositif pour l'observation visuelle. — On ne peut pas venir regarder directement avec un oculaire l'image qui se forme au milieu de l'orifice du télescope. Cela nous a conduit à supprimer, pour l'observation visuelle, l'objectif C, et à regarder les anneaux et la nébuleuse à travers une lunette coudée, qui permet à l'observateur de se placer sur le côté. La lumière, après avoir traversé l'étalon interférentiel B (fig. 3), tombe sur l'objectif achromatique H de 32 centimètres de foyer et de $2^{cm},5$ de diamètre, puis se réfléchit sur le

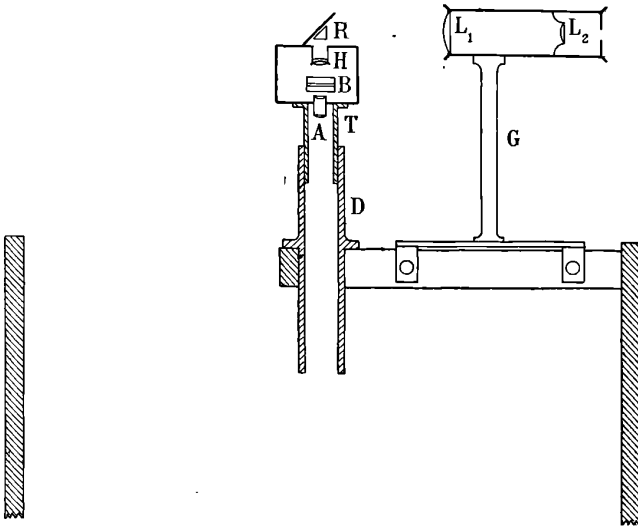


FIG. 3. — Échelle 1/10.

prisme à réflexion totale R. L'ensemble de deux lentilles L_1 et L_2 forme un oculaire d'Huygens, qui, avec l'objectif H, constitue une lunette visant à l'infini et grossissant $2,5$ fois. Cet oculaire, fixé à la tige G, est porté par l'un des bras qui soutient la douille du télescope, tandis que l'objectif et le prisme à réflexion totale sont portés par une plaque métallique, qui se substitue facilement à celle qui porte l'objectif C pour l'observation photographique.

Réglage. Anneaux de comparaison. — Quelques-uns des réglages

sont faits une fois pour toutes, les autres doivent être refaits avant chaque observation.

On a réalisé, au laboratoire, en lumière artificielle, la mise au foyer de l'objectif C sur la plaque photographique, ainsi que la mise en place du réticule, de manière que son image à travers les lentilles A et C se fasse sur la plaque.

Sur le télescope, on détermine le tirage du tube T (*fig. 2*) pour que l'image nette des étoiles vienne aussi sur la plaque, ce qui revient à faire coïncider le foyer du miroir avec celui du système A. Ce réglage, ainsi que les précédents, est indépendant de l'appareil interférentiel, et se fait sans que celui-ci soit mis en place.

Avant chaque observation, on vérifie le parallélisme des surfaces argentées de l'étalon, et on oriente celui-ci dans la boîte de façon que le centre des anneaux coïncide le mieux possible avec l'image de la croisée des fils du réticule. Ce réglage et cette mise en place de l'étalon se font sur l'appareil enlevé du télescope, éclairé par de la lumière monochromatique provenant d'une lampe à vapeur de mercure. Avant de remettre en place l'appareil sur le télescope, on fait les observations de coïncidences entre les anneaux des diverses radiations du mercure, qui permettront de connaître avec certitude le numéro d'ordre de chaque anneau (¹).

Pour la mesure des clichés interférentiels de la nébuleuse, il est nécessaire d'avoir un système d'anneaux obtenu dans des conditions identiques, mais avec une radiation monochromatique connue. Ce système d'anneaux joue un rôle analogue au spectre de comparaison dans les spectroscopes ordinaires; mais, tandis que, dans ce dernier cas, le spectre de comparaison et le spectre à mesurer doivent être faits sur la même plaque en évitant tout déplacement, le système d'anneaux de comparaison peut être fait sur une plaque distincte. Seul l'appareil interférentiel doit rester invariable.

On fait un cliché d'anneaux de comparaison avant la pose sur la nébuleuse et un autre après, en laissant en place tout le dispositif sur le télescope. Au moment où l'on veut faire les clichés de comparaison, on place au milieu du tube du télescope, à 1 mètre environ de l'orifice, un écran de papier blanc de 30 centimètres de diamètre,

(¹) A. PÉROT et Ch. FABRY, *Annales de Chimie et de Physique*, 7^e série, t. XVI; 1899. — On trouvera un exposé des propriétés des interférences par lames argentées dans le tome XV des *Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*.

et on l'éclaire avec une lampe à mercure tenue à la main à l'ouverture du tube. Comme l'Observatoire ne dispose que de courant alternatif, on a employé la forme de lampe construite par M. Tian (1). La lampe est enfermée dans une caisse en bois munie d'une ouverture ronde de 4 centimètres de diamètre. Une cuve de verre de 2^{mm},5 d'épaisseur est placée devant l'ouverture et contient une solution faible de chromate de potassium destinée à arrêter des radiations de faible longueur d'onde. Comme les plaques employées sont à peu près insensibles au vert et au jaune, il ne reste que la raie 4358 pour produire les anneaux. La durée de pose est d'environ dix secondes.

Quant à la pose nécessaire pour photographier les interférences de la nébuleuse, elle dépend de la radiation employée et de l'épaisseur des argentures. Nos clichés ont été faits avec des poses de une à deux heures.

Après les essais préliminaires, les photographies d'interférence ont été commencées le 27 janvier 1914 et poursuivies jusqu'au 12 mars; nous avons pu faire quinze clichés, les uns avec la radiation H γ en employant des étalons de 1 millimètre et 2 millimètres d'épaisseur, les autres sur le groupe ultra-violet 3728, avec des épaisseurs croissantes depuis 0^{mm},13 jusqu'à 2^{mm},8.

Étude préliminaire du spectre. — Écrans absorbants. — Avant de commencer l'étude des interférences, nous avons voulu avoir par nous-mêmes une connaissance directe du spectre de la nébuleuse et de l'intensité relative des diverses lignes. Les renseignements que nous avons trouvés à ce sujet manquent de précision et sont quelquefois contradictoires, ce qui s'explique par l'inégale absorption des différents appareils et par les propriétés diverses des plaques photographiques. Nous avons construit un spectroscopie tout en quartz, très compact et très lumineux, dont la fente était placée au foyer direct du grand miroir. Les prismes en quartz P et P' (fig. 4), l'un droit, l'autre gauche, de 60°, ont des faces carrées de 3 centimètres de côté; les objectifs de quartz, C et C', ont 2^{mm},5 de diamètre et 9 centimètres de foyer. Le châssis photographique, 6 1/2 \times 9, s'applique sur la plaque métallique M, qui a l'inclinaison voulue pour que le spectre soit net. Tout l'appareil est fixé au tube T identique à celui de la fig. 2 et qui se place dans la douille du télescope.

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 486; 1913.

Cet ensemble ne pèse que $2^{\text{kg}},7$ et n'intercepte que $\frac{1}{20}$ de la lumière incidente.

Sur plaque Lumière Sigma, la raie ultra-violette 3728, non dédoublée par le spectroscope, est de beaucoup la plus intense; vient ensuite la raie H_{γ} ; les raies de l'hydrogène de plus courte longueur d'onde et celles de l'hélium sont beaucoup plus faibles. Le groupe 4861-4959-5006, formé de H_{β} et de deux raies d'origine inconnue, impressionne encore sensiblement les plaques.

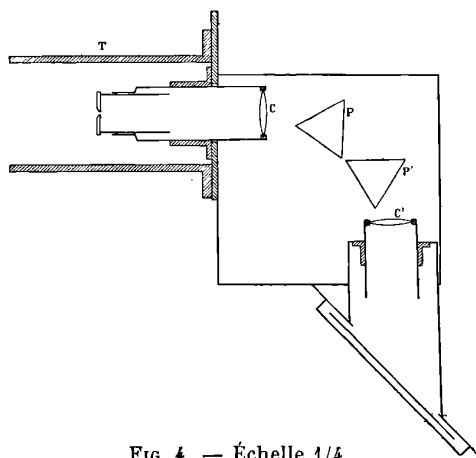


FIG. 4. — Échelle 1/4.

Dans les expériences d'interférence, nous avons, autant que possible, isolé une radiation par des milieux absorbants. Le choix de ces écrans doit être fait avec beaucoup de soin pour ne pas trop affaiblir l'intensité de la raie que l'on veut étudier, et au contraire diminuer le plus possible celles des autres raies. Nous avons recherché les écrans les plus favorables, en faisant au laboratoire des mesures précises de pouvoir de transmission. Nous avons employé deux groupes d'écrans, l'un pour étudier la raie H_{γ} , l'autre pour la double ligne ultra-violet.

Pour isoler la raie H_{γ} , il faut affaiblir tout le côté ultra-violet et en particulier la raie 3728; d'autre part, il faut affaiblir le groupe vert 4861-5006. La combinaison employée est formée d'un écran Wratten à l'esculine pour éliminer l'ultra-violet et d'un écran Wratten D (probablement au violet de méthyle) qui élimine le vert. Voici les pouvoirs de transmission de cet ensemble pour quelques radia-

tions :

λ	Transmission
3 728	0
4 046	0,2
4 340	0,4
4 861	0,01

Pour isoler la raie 3 728, il faut éliminer toute la partie visible. Un écran au nitroso-diméthyl-aniline élimine le violet et le bleu; un écran à la fuchsine arrête le vert. Ces écrans sont obtenus en baignant dans des solutions aqueuses des plaques photographiques fixées. On a fait une série d'essais en utilisant des solutions à divers degrés de concentration et on a choisi celles qui donnaient les meilleurs résultats. Les pouvoirs de transmission sont les suivants :

λ	Transmission
3 728	0,50
4 046	0,14
4 340	0,01
4 861	0

On place les écrans en S (*fig. 2*) un peu en avant du réticule. Ils sont disposés au bout d'un tube qui entre dans la douille D et permet de les changer sans modifier le reste de l'installation. Dans la photographie des anneaux de comparaison faite en lumière du mercure, on emploie la même combinaison d'écrans que pour H_{γ} .

Méthode de mesure. — On est en possession de trois clichés obtenus, l'un avec la nébuleuse, les deux autres, avant et après, avec la raie violette du mercure.

Connaissant la longueur d'onde de la raie du mercure, le problème est de déterminer la longueur d'onde de la radiation qui a produit les anneaux de la nébuleuse. Selon les cas; cette radiation peut être une raie connue comme celles de l'hydrogène, mais dont la longueur d'onde est modifiée par le mouvement relatif et servira à mesurer la vitesse radiale, ou bien c'est une radiation d'un élément inconnu dont on se propose de déterminer la longueur d'onde. Au point de vue des mesures, le problème est le même dans les deux cas.

Si la nébuleuse n'a qu'un mouvement de translation, la longueur d'onde d'une radiation est la même en tous les points, les anneaux sont parfaitement circulaires et le problème est très simple. On fait

des mesures de diamètre d'anneaux sans avoir à s'occuper de la position du centre. Les choses sont plus compliquées s'il y a des différences de vitesse radiale d'un point à un autre, car alors on ne peut plus parler d'une valeur unique de la longueur d'onde, les anneaux sont déformés et il faut rapporter chaque point au pied de la normale aux surfaces argentées (centre des anneaux du mercure). Cet ensemble de mesures donnera les longueurs d'onde aux divers points, et par suite la répartition des vitesses radiales.

Examinons d'abord le cas où il n'y aurait qu'une translation d'ensemble. L'un des clichés du mercure étant placé sur un comparateur, on mesure les diamètres des anneaux successifs, par exemple des cinq premiers. Soit N le numéro d'ordre du plus petit des anneaux mesurés, nombre entier qui est toujours connu grâce aux observations de coïncidences faites avant les poses photographiques. Il s'agit de trouver l'ordre d'interférence au centre, qui peut se mettre sous la forme $N + \epsilon$. Les demi-diamètres ρ des anneaux successifs à partir du centre obéissent à la loi

$$K\rho^2 = n + \epsilon,$$

K étant une constante et n prenant successivement les valeurs 0, 1, 2, 3, 4, à partir de l'anneau central. Combinant ensemble les cinq équations qui résultent des mesures des cinq anneaux, on calcule ϵ et en même temps la constante K . Cette dernière quantité pourrait être déduite des données de l'appareil, mais il est plus correct de l'obtenir directement sur le cliché. L'ordre d'interférence $N + \epsilon$ est ainsi déterminé à quelques millièmes de frange.

On opère de même sur le second cliché du mercure. On trouverait exactement la même valeur de l'ordre d'interférence s'il n'y avait eu aucun changement dans l'épaisseur de l'étalon ni dans l'indice de réfraction de l'air. En fait, les deux valeurs trouvées sont extrêmement peu différentes lorsqu'on se sert d'un étalon à cales d'invar. La différence est souvent inférieure au centième d'anneau et ne dépasse jamais 0,03, bien que les deux clichés soient obtenus à deux heures d'intervalle et qu'aucune précaution n'ait été prise pour s'affranchir des variations de température. La moyenne des deux valeurs trouvées est adoptée comme valeur de l'ordre d'interférence en lumière violette du mercure.

On mesure de même le cliché de la nébuleuse. La partie entière de

l'ordre d'interférence résulte d'une connaissance approchée de la longueur d'onde de la radiation étudiée. La partie fractionnaire s'obtient comme précédemment par la mesure des diamètres d'anneaux ; la constante K correspondante peut être déduite de celle du mercure en remarquant qu'elle varie en raison inverse de la longueur d'onde.

La connaissance des ordres d'interférence en lumière du mercure et de la nébuleuse donne immédiatement le rapport des deux longueurs d'onde et par suite celle de la radiation de la nébuleuse.

En réalité, il y a des différences de vitesses radiales d'un point à un autre et les mesures ne peuvent être faites que point par point. Il faut d'abord déterminer sur le cliché de la nébuleuse le pied de la normale aux surfaces argentées, dont la position sur les clichés du mercure est définie par le centre des anneaux. C'est pour relier les positions de ce point sur les deux sortes de clichés que nous avons disposé une croisée de fils dont l'image se fait sur la plaque photographique.

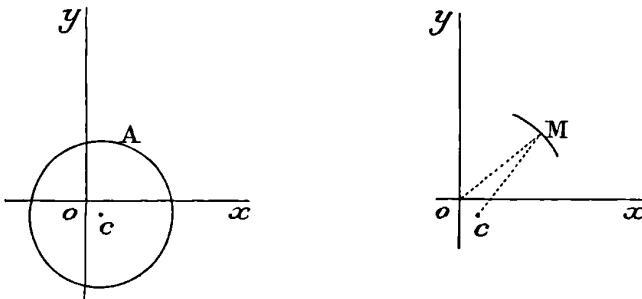


FIG. 5.

Sur les clichés du mercure, le centre est déterminé de la manière suivante. Soient (*fig. 5*) Ox et Oy les images des fils du réticule, C le centre des anneaux et A l'un des anneaux. Orientant d'abord le cliché sur le comparateur de manière que le déplacement se fasse parallèlement à Ox , on pointe, avec un fil parallèle à Oy , successivement les deux bords de l'anneau et Oy ; on en déduit la distance du point C à l'axe Oy , c'est-à-dire l'abscisse du point C par rapport au système d'axes xOy . Pour accroître la précision, on fait la mesure en utilisant les cinq premiers anneaux. En opérant de même

après avoir fait tourner le cliché de 90° , on obtient l'ordonnée du point C.

Ces coordonnées, maintenant connues, se reportent sans changement sur le cliché de la nébuleuse et y déterminent le pied de la normale aux surfaces argentées.

Passant au cliché de la nébuleuse, on mesure, dans une direction connue à partir du point O, la distance OM de l'origine des coordonnées à un point M d'un anneau. On va en déduire la longueur d'onde λ' de la radiation qui a produit l'anneau en M. Pour cela, on calcule la distance ρ' du point M au point C, ce qui est facile, puisqu'on connaît les coordonnées de ces deux points ; ce calcul est simplifié par le fait que les points O et C sont très voisins et que par suite ρ' ne diffère de OM que par une petite correction. Soit N' le numéro d'ordre connu de l'anneau qui passe en M, $N' + \epsilon' = P'$ l'ordre d'interférence que l'on aurait au point C si la longueur d'onde conservait partout la même valeur λ' qu'au point M, on a :

$$\epsilon' = K' \rho'^2,$$

K' ayant la même signification que précédemment, et étant relié à K par la relation :

$$K' = K \cdot \frac{\lambda}{\lambda'}.$$

On connaît d'autre part l'ordre d'interférence $P = N + \epsilon$ que donne au centre la raie λ du mercure, et l'on a pour la longueur d'onde cherchée la valeur :

$$\lambda' = \lambda \cdot \frac{P}{P'}.$$

Cette mesure peut être faite point par point sur chacun des anneaux, et l'on en déduit, comme on va le voir, la carte des vitesses radiales dans la nébuleuse.

Pour ces mesures, nous nous sommes servis, après l'avoir un peu modifié, d'un comparateur construit par Gartner, de Chicago. Sur le chariot entraîné par la vis, on a disposé un porte-cliché vertical, qui peut tourner dans son plan et porte un cercle divisé. Le réticule du microscope servant à faire les pointés est à simple fil pour la mesure des anneaux de mercure, tandis que pour les anneaux de la nébuleuse où il faut prendre non pas une tangente, mais un point défini, on emploie une croisée de fils.

Étude des vitesses radiales. — Les mesures absolues de vitesses radiales ne peuvent être faites qu'au moyen de radiations susceptibles d'être émises par des sources terrestres. Avec des radiations d'origine inconnue, on ne peut faire qu'une étude différentielle des vitesses aux divers points.

Comme radiation connue, nous avons employé la raie H_γ de l'hydrogène. Les mesures ont été faites sur des clichés obtenus avec un étalon de 1 millimètre d'épaisseur, c'est-à-dire avec des anneaux d'ordre de 4 600 environ; elles ont été conduites de manière à éliminer la longueur d'onde de la raie du mercure et à comparer la radiation de la nébuleuse avec celle d'un tube à hydrogène. Pour cela, avec le même étalon et les mêmes argentures, on fait une comparaison entre la raie du mercure et la raie artificielle de l'hydrogène. Tout le dispositif représenté *fig. 2* est transporté au laboratoire et l'on fait successivement un cliché avec la raie du mercure et un avec la raie H_γ séparée des autres raies de l'hydrogène par un appareil dispersif. Ce groupe de clichés donne la longueur d'onde de H_γ en adoptant la valeur 4358,341 pour la raie du mercure. Le cliché de la nébuleuse est calculé comme on l'a indiqué plus haut en adoptant la même valeur pour la longueur d'onde du mercure. La vitesse radiale en chaque point de la nébuleuse résulte de la comparaison entre la longueur d'onde en ce point et celle trouvée pour H_γ au laboratoire. Le résultat est indépendant de la valeur adoptée pour la raie du mercure, qui n'a servi que d'intermédiaire, commode à cause de sa grande intensité.

Avec des anneaux d'ordre 4 600, une vitesse radiale de 1 kilomètre par seconde produit un changement d'ordre d'interférence égal à 0,015, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que l'erreur probable d'une seule mesure. Pour donner une idée de l'effet des vitesses radiales sur les interférences, considérons le mouvement de la Terre dans son orbite, qui produit le maximum de vitesse radiale lorsque la nébuleuse est à 90° du Soleil, c'est-à-dire en quadrature; entre une quadrature et la suivante, l'écart de vitesse radiale est de 60 kilomètres par seconde, ce qui correspond dans les interférences à un changement d'un anneau entier. Si l'on pouvait entre les deux quadratures photographier tous les jours les anneaux, on les verrait se contracter jusqu'à ce que chaque anneau ait pris la place du suivant.

L'influence de la vitesse est montrée par la *fig. 6*, qui a été obtenue de la manière suivante : un cliché d'interférence de la nébu-

leuse a été fait le 12 mars 1914, avec une différence de marche de 2 millimètres en employant la radiation H_{γ} . D'autre part, on a photographié au laboratoire les interférences produites par la radiation H_{γ} d'un tube de Geissler. L'épaisseur de l'étalon était exactement la même dans les deux cas, ainsi qu'on s'en est assuré en mesurant les anneaux du mercure photographiés chaque fois. S'il n'y avait pas de vitesse radiale, les anneaux de la nébuleuse et ceux de la source artificielle seraient identiques. Or les ordres d'interférence déduits de la mesure des deux clichés sont : 4644,996 pour le

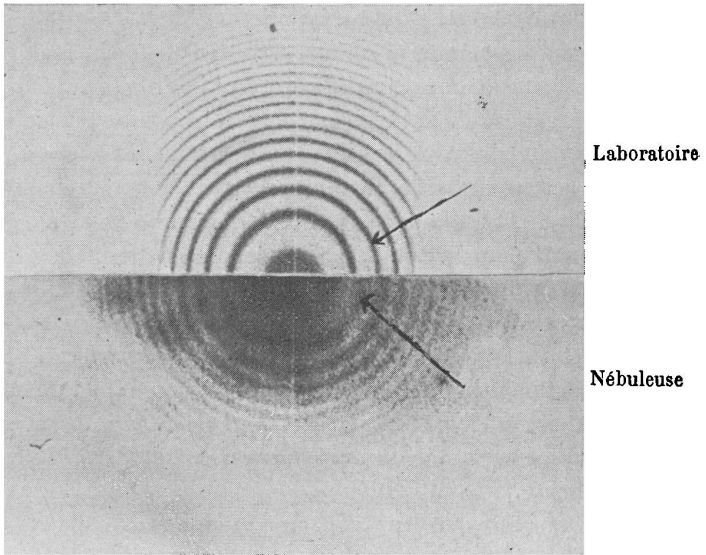


FIG. 6.

laboratoire et 4641,345 pour la nébuleuse. L'écart de 0,651 donne une vitesse radiale de 42 kilomètres par seconde. Pour rendre cet écart visible sur la figure on a coupé suivant un diamètre des épreuves négatives sur papier de chacun des deux systèmes d'anneaux et on les a rapprochés en mettant les centres en coïncidence. L'anneau 4640 a été, dans les deux systèmes, marqué par l'extrémité d'une flèche. On voit immédiatement qu'en passant du laboratoire à la nébuleuse, les anneaux se contractent d'environ les $\frac{2}{3}$ de l'intervalle de deux anneaux.

En faisant les calculs comme on l'a indiqué, on obtient pour

chaque point mesuré sur la nébuleuse la vitesse radiale absolue par rapport à l'observateur. On peut faire sur une certaine surface une moyenne de ces vitesses et la corriger de la vitesse de la Terre, pour obtenir la vitesse moyenne de la nébuleuse par rapport au Soleil. D'autre part, on représentera les mouvements internes de la nébuleuse en calculant les vitesses des différents points par rapport à cette vitesse moyenne.

L'étude différentielle des vitesses peut aussi être faite sur les clichés obtenus avec la ligne d'origine inconnue 3 728 qui ne permettrait pas d'avoir les valeurs absolues. Comme cette raie est plus fine que H γ , elle permet d'employer des interférences d'ordre plus élevé sur lesquelles l'effet des vitesses radiales est encore plus grand. La raie étant double, on choisit l'épaisseur de l'étalon de telle manière que les deux systèmes d'anneaux coïncident.

Pour ce genre d'études, la méthode interférentielle a l'avantage de donner en une seule fois les vitesses radiales de toute une surface de l'astre, tandis qu'un spectroscopie ordinaire ne permet d'étudier que les points projetés sur la fente.

Résultats. — Tous nos clichés de la nébuleuse ont été faits en centrant les anneaux sur la région du trapèze; nous avons utilisé les sept ou huit premiers anneaux, ce qui permet d'étudier les vitesses radiales dans l'intérieur d'un cercle d'environ 4' de diamètre. L'intensité lumineuse est d'ailleurs assez grande pour permettre des mesures plus étendues, mais il faudrait placer le centre des anneaux dans d'autres régions de la nébuleuse, parce que les mesures perdent de leur précision lorsqu'on utilise des anneaux trop éloignés du centre.

Dans la région qui entoure le trapèze, la vitesse radiale moyenne par rapport au Soleil est de + 15,8 km : sec., c'est-à-dire que la nébuleuse s'éloigne du Soleil. Ce nombre est la moyenne des valeurs trouvées pour cinquante-huit points répartis dans douze directions autour du trapèze, dans un rayon de 2' environ (¹).

¹) Les vitesses trouvées jusqu'ici sont les suivantes :

Keeler (1891).....	+ 17,7
Wright (1901).....	+ 16,2
Vogel (1903).....	+ 17,4
Frost et Adams (1904).....	+ 18,5

L'accord de ces nombres entre eux et avec le nôtre peut être considéré comme satisfaisant, surtout si l'on tient compte de ce fait que la vitesse n'est pas la même en tous les points et que les diverses observations ne se rapportent probablement pas à la même région.

D'autre part, les mesures manifestent des variations de vitesse radiale d'un point à un autre : cette énorme masse gazeuse n'est pas en repos relatif. Dans certaines régions, les anneaux montrent des déformations locales, indiquant dans des portions très peu étendues de la nébuleuse des irrégularités de vitesse qui peuvent atteindre près d'une dizaine de kilomètres à la seconde. De pareils mouvements se manifestent dans la région située au sud-est du trapèze, en allant vers l'étoile 683 de Bond. En outre il existe de grands mouvements d'ensemble : par rapport à la vitesse moyenne, la région nord-est s'éloigne avec une vitesse de l'ordre de 5 kilomètres par seconde, tandis que la région sud-ouest se rapproche avec à peu près la même vitesse.

En gros, la partie de la nébuleuse que nous avons étudiée a une sorte de mouvement de rotation autour de la ligne sud-est nord-ouest, mais avec de nombreuses irrégularités.

Longueur d'onde des raies du nébulium. — Nous avons mesuré les longueurs d'onde du groupe ultra-violet qui, avec un télescope réflecteur, est par photographie le plus intense de tout le spectre. D'après Wright ⁽¹⁾, ce groupe se compose de deux lignes, dont il n'a pu mesurer les longueurs d'onde que sur un seul cliché. La détermination précise des longueurs d'onde est importante parce qu'elle donne une base sûre pour chercher l'identification de ces raies avec celles d'éléments terrestres.

Comme il ne saurait être question de séparer les deux raies par un absorbant, nous les mesurons toutes deux sur le même cliché, obtenu avec un étalon interférentiel d'épaisseur choisie de telle manière que les systèmes d'anneaux des deux radiations soient complètement séparés. Une mesure préliminaire, faite avec une différence de marche de 260 microns, a donné une première approximation ; la mesure définitive a été faite avec une différence de marche de 1^{mm},3.

Pour éliminer dans le résultat l'effet des vitesses radiales, on a fait la mesure suivant la méthode exposée plus haut, en déterminant les rayons des cinq premiers anneaux dans la direction nord-ouest à partir du trapèze, qui est celle où l'étude des vitesses radiales avait montré le moins d'inégalités de vitesse d'un point à un autre.

(1) *Astrophysical Journal*, t. XVI, p. 53 ; 1902.

On a admis la valeur $+17,6$ pour la vitesse radiale de cette région.

Les raies mesurées étant comparées à la radiation violette du mercure, qui en est un peu éloignée dans le spectre, il faut faire la petite correction nécessaire pour tenir compte de la dispersion de changement de phase par réflexion sur l'argent⁽¹⁾. Cette correction a été déterminée par une étude au laboratoire. Pour cela, on a fait un étalon interférentiel de faible épaisseur (130 microns) avec les mêmes argentures, et on a mesuré les anneaux produits par des radiations de longueurs d'onde connues. La différence d'épaisseur optique lorsqu'on passe de la raie 4358 à 3728 est seulement de $0,0025$; la correction sur la longueur d'onde est de $0,014$ angström.

Les longueurs d'onde rapportées au système international, pour une source en repos par rapport à l'observateur, sont :

3 726,100,
3 728,838;

la première de ces deux raies est la plus intense.

Les valeurs données sont exactes avec une précision de l'ordre du centième d'angström.

Les valeurs données par Wright, ramenées au système international, sont :

3 726,2,
3 728,8,

avec une certitude de $\pm 0,2$.

Dans la liste des raies des éléments connus, on n'en trouve aucune qui puisse être identifiée avec l'une ou l'autre de ces deux raies. Avant d'avoir des mesures précises et de savoir que cette raie est double, on avait émis l'idée qu'elle pouvait être attribuée à l'oxygène, qui a une assez forte raie dans cette région. Or la longueur d'onde de cette raie de l'oxygène, dans le système international, est 3727,3. Elle tombe à peu près à égale distance des deux raies de la nébuleuse, et l'écart avec chacune d'elles est beaucoup trop grand pour que l'identification soit même admissible.

Poids atomique du nébulium. Température de la nébuleuse. — La théorie cinétique des gaz relie la vitesse d'agitation des particules lumineuses, et par suite la largeur des raies, à la masse atomique et

¹⁾ *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 417 ; 1908.

à la température du gaz lumineux. D'autre part, l'étude des interférences permet d'obtenir la largeur des raies en faisant croître la différence de marche et cherchant jusqu'à quelle limite les interférences sont observables. On arrive, tous calculs faits, au résultat suivant : soit T la température du gaz, m la masse des particules lumineuses, rapportée au système ordinaire des masses atomiques ($O = 16$), et N l'ordre d'interférence à partir duquel les anneaux cessent d'être observables, on a :

$$N = 1,22 \cdot 10^6 \cdot \sqrt{\frac{m}{T}}$$

L'expérience a dans tous les cas étudiés jusqu'ici vérifié cette formule, à condition d'y remplacer m par la masse atomique du gaz lumineux ; c'est donc que la particule lumineuse a la même masse que l'atome ⁽¹⁾.

La détermination expérimentale de N fait donc connaître une relation entre m et T . En utilisant les radiations d'un gaz connu, on a une mesure de la température de la source. Inversement, si la température est connue, on peut déterminer le poids atomique d'un gaz qui ne nous est connu que par son spectre. Plus simplement, si la source donne à la fois des radiations connues et inconnues, la température s'élimine, et le rapport des poids atomiques est donné par le carré du rapport des limites d'interférence.

Nous avons cherché les limites d'interférence pour l'hydrogène et pour des raies d'origine inconnue, en particulier pour la double raie ultra-violette. On emploie des étalons interférentiels de plus en plus épais jusqu'à ce que les interférences cessent de se produire.

Hydrogène. — Nous n'avons utilisé que la raie H_{γ} , en opérant par photographie. On a encore des interférences observables avec une différence de marche de 4 millimètres (ordre d'interférence 9 200). La limite d'interférence est un peu supérieure à ce nombre, probablement très voisine de 10 000.

Nebulium. — Nous avons étudié par photographie la double ligne 3 726-3 729. Pour chercher la limite d'interférence, nous avons opéré sur des épaisseurs de plus en plus grandes, choisies de telle manière que les systèmes de franges donnés par les deux lignes coïncident. La connaissance exacte des longueurs d'onde permet aisément de

(1) H. BUISSON et CH. FABRY, *J. de Phys.*, 5^e série, t. II, p. 442; 1912.

calculer les différences de marche pour lesquelles cette coïncidence a lieu, et l'on trouve qu'elle se produit pour des multiples de $0^{\text{mm}},5074$.

Les interférences existent encore pour une différence de marche de $5^{\text{mm}},6$, c'est-à-dire pour un numéro d'ordre de 15 000. La limite est un peu plus élevée, et probablement voisine de 16 500.

Ce résultat montre que le gaz inconnu qui émet la double ligne ultra-violette a un poids atomique supérieur à celui de l'hydrogène.

Le rapport des deux poids atomiques est $\left(\frac{16\ 500}{10\ 000}\right)^2 = 2,74$. Un nombre voisin de 3 est donc la valeur probable du poids atomique de ce gaz.

Une forte raie verte $\lambda = 5\ 006$ est due aussi à un gaz inconnu. Nous n'avons fait jusqu'ici, sur cette radiation, que des observations visuelles, moins sûres que les observations photographiques. Malgré le faible éclat intrinsèque de la nébuleuse, on a vu avec certitude des anneaux dont le numéro d'ordre atteignait 11 000. La raie verte est donc émise, elle aussi, par un gaz de poids atomique supérieur à celui de l'hydrogène. Il n'est pas facile d'obtenir une valeur exacte de la limite, mais nous considérons comme vraisemblable que cette limite est inférieure à 16 500, et que, par suite, la raie verte est émise par un gaz de poids atomique inférieur à celui du corps qui émet le groupe ultra-violet.

Il est curieux de remarquer que la classification des éléments donnée récemment par Rydberg conduit à admettre, entre l'hydrogène et l'hélium, deux éléments inconnus ayant respectivement les poids atomiques 2 et 3.

Température. — La limite d'interférence de la raie de l'hydrogène permet, au moyen de la formule donnée plus haut, de calculer la température du gaz lumineux. En admettant pour ce numéro d'ordre limite le nombre 10 000, on trouve une température de $15\ 000^{\circ}$. Ce nombre est un maximum : toute cause accessoire tendant à diminuer la netteté des franges, comme des différences de vitesses radiales de masses gazeuses se projetant au même point, fera trouver une température trop élevée.

Conclusion. — On peut espérer que d'autres résultats pourront encore être obtenus en suivant la méthode que nous avons indiquée. Il y aurait en particulier à étudier les vitesses plus en détail et sur une plus grande étendue, et à faire l'étude de la raie verte par pho-

tographie. L'emploi des absorbants pour isoler une radiation n'est jamais complètement satisfaisant. Peut-être pourrait-on séparer les images produites par les diverses raies au moyen d'un appareil dispersif qui les donnerait toutes sur la même plaque. Il y aurait lieu aussi d'essayer d'appliquer la méthode interférentielle à d'autres nébuleuses, en particulier à des nébuleuses planétaires.

Nous devons insister sur la simplicité des appareils employés et sur la facilité avec laquelle on peut les installer sur un télescope. Lorsque les argentures sont bien choisies, l'appareil interférentiel ne fait pas perdre beaucoup de lumière et permet d'étudier des objets d'éclat intrinsèque très faible.

ÉTUDE MAGNÉTO-OPTIQUE DE LA VAPEUR D'IODE;

Par MM. R.-W. WOOD et G. RIBAUD.

Étude de la polarisation rotatoire magnétique. — Si on fait passer de la lumière blanche polarisée dans les pièces polaires percées d'un électro-aimant entre les pôles duquel on a placé un ballon à iode soigneusement vidé et si on éteint la lumière émergente avec un deuxième nicol, on voit réapparaître une lumière verdâtre lorsqu'on excite l'électro (1).

Le spectre de la lumière rétablie, photographié avec un réseau concave de 4^m,20 de rayon (14 pieds), est formé de lignes brillantes aussi fines que les raies de l'arc au fer. Les mêmes résultats furent trouvés avec la vapeur de sodium (2) et avec le brome (3), et les spectres brillants obtenus furent appelés spectres rotatoires magnétiques. La figure 1 représente le spectre rotatoire de la vapeur de brome obtenu par l'un de nous, dans un champ de 18.000 gauss.

Ces rotations sélectives s'observent au voisinage des raies d'absorption de l'iode, mais une partie seulement d'entre elles sembla présenter le pouvoir rotatoire.

Dans le cas de la vapeur de sodium, pour certaines des raies le

(1) RIGHI, *Comptes Rendus*, t. CXXVII, 1898, p. 216.

(2) R.-W. WOOD, *Philosophical Magazine*, XII, 1906, p. 329.

(3) R.-W. WOOD, *Philosophical Magazine*, XII, 1906, p. 499.

(4) G. RIBAUD, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 1912, t. CLV, p. 900.

plan de polarisation semble tourner à droite, pour d'autres à gauche. Ce phénomène fut observé en employant un double prisme de Fresnel en quartz (méthode de Macaluso et Corbino), qui donne dans le spectre des franges noires horizontales : une rotation en un point du spectre se traduit alors par une apparition de lumière dans la frange noire. Dans le rouge et l'orangé, ces réapparitions de lumière ont l'aspect d'aiguilles brillantes dirigées tantôt vers le haut, tantôt vers le bas, montrant que certaines lignes présentent des rotations positives, les autres des rotations négatives. Dans le vert et le violet où le spectre rotatoire magnétique est très brillant, le prisme de Fresnel ne donne rien à cause des faibles valeurs des rotations. Il faut se rappeler en effet qu'une rotation de 90° est nécessaire pour déplacer la lumière du centre d'une bande brillante au centre de la bande noire suivante.

Dans le cas de la vapeur de brome, les observations faites avec un réseau concave de $3^m,20$ de rayon ont montré que, pour une pression faible de la vapeur, toutes les raies d'absorption présentent le phénomène rotatoire, le spectre rotatoire a un aspect exactement complémentaire de celui du spectre d'absorption ; à haute pression, l'aspect est totalement différent (*fig. 1*).

Dans un récent travail sur le spectre de résonance de l'iode, il a été reconnu qu'un pouvoir de résolution de 300.000 était nécessaire pour l'étude exacte de tout phénomène produit par les raies d'absorption de l'iode ; ces raies sont en effet extrêmement serrées : sur une photographie faite avec le spectrographe de $12^m,60$ (42 pieds) de East Hampton (N.-Y.), on en compte 100 environ dans un intervalle égal à celui qui sépare les deux raies D du sodium.

Les remarquables spectres de résonance obtenus quand la vapeur est excitée par de la lumière monochromatique de fréquence correspondant à une de ces très fines raies d'absorption montrent toute l'importance que présente l'étude des propriétés de cette vapeur dans un champ magnétique.

Nous avons entrepris le travail décrit ici dans le but d'étudier complètement la nature des rotations magnétiques au voisinage des raies d'absorption et en particulier de rechercher, ce que n'ont pu donner les précédentes études, si les rotations des deux côtés d'une même raie d'absorption sont dans le même sens comme dans le cas des raies D ou de sens contraires.

Nous avons employé dans ces recherches de petits ballons très

soigneusement vidés contenant un petit cristal d'iode et placés entre les pièces polaires percées du gros électro-aimant Weiss de l'École normale (pièces polaires de 17 centimètres). Les ballons étaient placés dans un tube percé de deux trous pour le passage de la lumière et chauffés par une spirale de nickel parcourue par un courant électrique réglable. Un petit couvercle d'amiante placé à la partie supérieure du tube obligeait l'air chaud à s'échapper par les trous pratiqués latéralement, et on évitait ainsi la formation de cristaux sur le passage du faisceau lumineux.

La source de lumière était un arc à mercure en quartz de très grand éclat avec observation en bout, et les observations furent limitées aux sept raies d'absorption couvertes par la raie verte élargie du mercure.

Nos premières expériences furent faites avec un réseau plan de 15 centimètres (6 pouces) de surface rayée utilisé dans le quatrième ordre et donnant un pouvoir de résolution de 300.000. Le montage utilisé était celui de Littrow fait avec une lentille de 4^m,20 de distance focale, mise obligeamment à notre disposition par M. Deslandres, directeur de l'observatoire de Meudon (1).

Une précaution qu'il est indispensable de prendre est d'orienter convenablement l'analyseur par rapport aux traits du réseau, le pouvoir réflecteur d'un réseau variant considérablement avec l'azimut de la lumière polarisée incidente.

La quantité de lumière obtenue avec ce montage était un peu trop faible pour que, des observations faites, on pût déduire des conclusions certaines.

Nous avons alors utilisé un excellent échelon mis très aimablement à notre disposition par M. Twyman, de la maison Adam Hilger. Cet échelon, composé de vingt plaques de 15 millimètres d'épaisseur en très bon contact optique, donnait un pouvoir de résolution au moins égal au réseau précédemment utilisé et une intensité lumineuse beaucoup plus grande. L'étude n'a pu porter que sur les raies 3, 4, 5 et 6, des clichés publiés par l'un de nous (2), les parties latérales

(1) Dans nos premiers essais, nous avons utilisé également une lentille de 2^m,80. Cette lentille nous avait été confiée par M. Hamy, que nous sommes heureux de remercier également ici.

(2) *Physikalische Zeitschrift*, XIV, 1913, p. 1189, Pl. LIII. — L'étude a porté également sur une raie moins intense 4' située entre 4 et 5, que les observations antérieures n'avaient pas donnée.

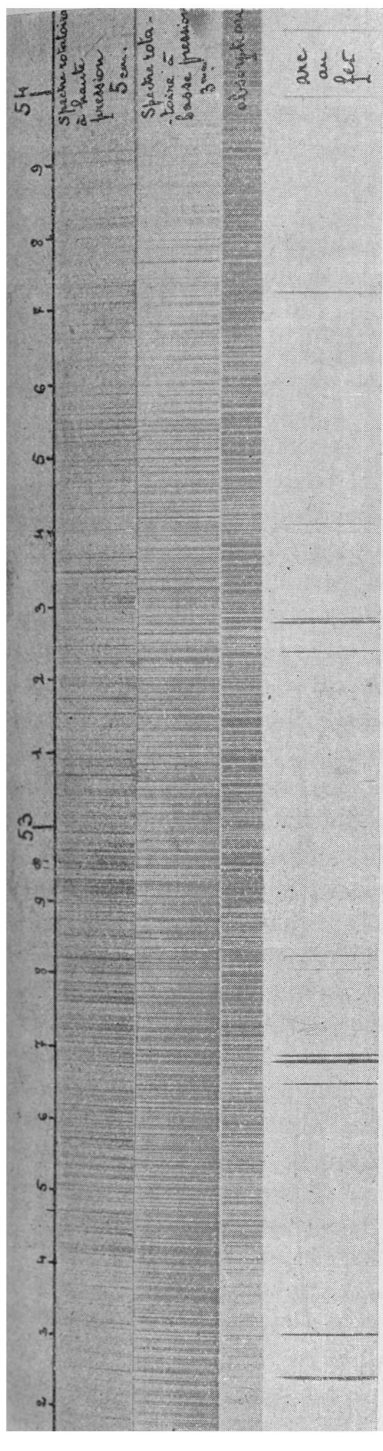
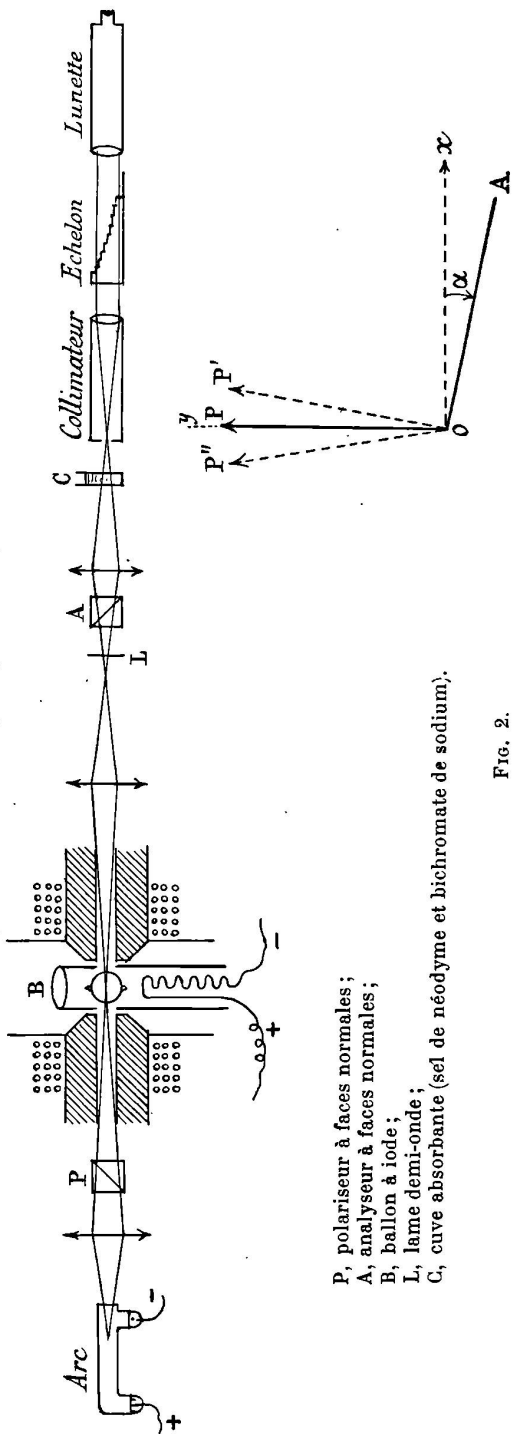


Fig. 1. — Spectre de rotation magnétique de la vapeur de brome.



- P, polariseur à faces normales ;
- A, analyseur à faces normales ;
- B, ballon à iode ;
- L, lame demi-onde ;
- C, cuve absorbante (sel de néodyme et bichromate de sodium).

Fig. 2.

de la raie verte se superposant déjà avec les spectres d'ordres voisins. On trouvera plus loin le détail du dispositif optique complet.

Étude préalable de la quantité de lumière rétablie. — La quantité de lumière rétablie entre nicols croisés étant faible, il importe de se placer dans des conditions telles que cette quantité de lumière soit maximum. Il semblerait à première vue que l'on ait intérêt à utiliser une cuve de petite épaisseur et un très grand champ, quitte à augmenter la pression de la vapeur. Mais, pour une même valeur du champ et à absorption égale, en augmentant la pression, la quantité de lumière rétablie se trouve diminuée. Cette influence de la pression est très nette : si, au lieu de réaliser une tension de vapeur d'iode donnée dans un ballon soigneusement vidé, on produit dans le ballon cette même pression en présence d'air à la pression atmosphérique, la quantité de lumière rétablie se trouve être considérablement plus faible.

Les ballons utilisés, faits en verre très mince pour éviter la trempe et la rotation magnétique du verre, étaient soigneusement vidés (1/100 de millimètre). Des essais comparatifs furent faits avec des ballons de diamètres différents. Pour chacun d'eux on faisait varier lentement la tension de vapeur d'iode et, par une mesure photométrique rapide, on déterminait la quantité de lumière maximum rétablie.

Avec l'électro employé, les conditions optima ont été réalisées avec un ballon de diamètre égal à 2^{cm},5 environ occupant tout l'espace compris entre les pièces polaires. La tension de la vapeur utilisée était approximativement de 10 centimètres de mercure⁽¹⁾. Le champ dans ces conditions était d'environ 18.000 gauss.

Dispositif optique et résultats⁽²⁾. — Si on met les nicols à l'extinction et si on excite l'électro, la quantité de lumière rétablie est un peu trop faible pour que l'on puisse voir nettement ce qui se passe au voisinage des raies d'absorption. On tourne la difficulté en donnant à l'analyseur une rotation de quelques degrés par rapport à la position d'extinction. Si on lance alors le courant dans l'électro, la

(1) Comme, lorsqu'on passe de 77° à 110°, la tension de l'iode varie de 1 à 10 centimètres, il importe que la température du ballon soit très exactement réglée.

(2) L'étude au moyen du prisme de Fresnel n'a rien pu donner en raison de la faible valeur des rotations.

lumière sera renforcée dans les régions où la rotation magnétique est de sens contraire à celle donnée à l'analyseur, elle sera diminuée et même annulée dans les régions où cette rotation aura un sens inverse.

Dès lors, si les rotations magnétiques sont de même sens de part et d'autre d'une raie d'absorption, suivant le sens du champ dans l'électro, la raie noire paraîtra plus fine ou plus large sans déplacement. Si au contraire les rotations sont de sens contraires, la raie d'absorption se trouvera simplement déplacée sans modification de largeur. Par observation directe, on voit très nettement que l'on se trouve dans le premier cas : *la raie noire change très notablement de largeur lorsqu'on renverse le champ dans l'électro.*

Pour rendre l'expérience encore plus nette, on peut s'arranger pour avoir dans le champ d'observation deux plages, l'une dans laquelle les rotations magnétiques s'ajoutent à celles de l'analyseur, l'autre dans laquelle ces rotations se retranchent. Il suffit pour cela de placer après la cuve absorbante une lame demi-onde dont les directions principales ox , oy coïncident avec celles du polariseur P et de tourner l'analyseur d'un angle α convenable. Si la rotation introduite par la cuve est, par exemple, du même sens que α , on aura pour la partie du faisceau n'ayant pas traversé la lame une vibration P' affaiblie par l'analyseur, au contraire pour la partie ayant traversé la lame une vibration P'' donnant dans l'analyseur une composante plus intense que P (*fig. 2*).

L'expérience ainsi réalisée montre que, dans les deux plages obtenues, une même raie d'absorption n'est pas déplacée, mais que l'une des moitiés est beaucoup plus large que l'autre.

Donc, *de part et d'autre d'une raie d'absorption de l'iode, les rotations sont de même sens.*

Les rétablissements de lumière des deux côtés d'une même raie n'ont d'ailleurs pas toujours même intensité, ce qui amène à conclure à des rotations inégales de part et d'autre de la raie.

La figure 2 donne le détail du dispositif optique complet et les orientations respectives du polariseur, et de l'analyseur par rapport à la lame demi-onde.

Comme l'échelon présentait des traces d'astigmatisme, il était nécessaire de faire former l'image de la lame demi-onde un peu en arrière de la fente du collimateur afin d'avoir une ligne fine de séparation des deux plages.

Les courbes des rotations présentées par les différentes lignes d'absorption sont données par la figure 3 ; elles ne sont d'ailleurs que grossièrement quantitatives. Les valeurs de ces rotations atteignent 8 à 15°.

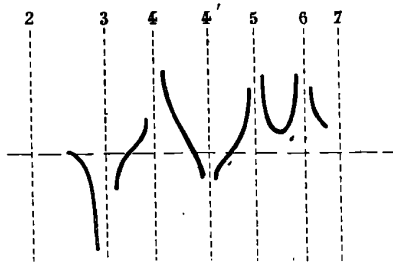


FIG. 3.

Cette figure montre que le sens des rotations peut varier d'une ligne à l'autre, ce qui explique la petitesse des rotations observées : la rotation due à une raie peut être partiellement neutralisée par la voisine. Nous voyons également pourquoi la rotation d'un côté d'une ligne peut être beaucoup plus grande que de l'autre. Par exemple nous avons une très forte rotation à droite de 4 parce que la rotation inverse produite par la raie peu intense 4, est faible et que la présence de la raie 5 a pour effet d'accroître encore cette rotation. La rotation à gauche de 4 est au contraire faible en raison de l'existence de la raie 3 très voisine produisant une rotation opposée.

Dans le cas de la vapeur de sodium étudiée dans le rouge et l'orangé au moyen du prisme de Fresnel, les rotations positives et négatives observées étaient dues probablement à des ensembles de raies donnant des rotations toutes de même signe. Supposons que nous ayons un groupe d'une douzaine de lignes, les quatre ou cinq premières faisant tourner le plan de polarisation dans le même sens, les autres donnant des rotations qui s'inversent, si on passe d'une ligne à l'autre, il est clair que si le spectroscopie ne résout pas ces lignes, le prisme de Fresnel décèlera une forte rotation à l'endroit des premières lignes du groupe et une rotation nulle de l'autre côté, en un mot nous aurons l'apparence d'une bande large qui ne présente de rotations que d'un côté : c'est bien ce qu'avait donné l'expérience.

Recherche de l'effet Zeeman. — L'existence de ces rotations

pouvant s'expliquer par un effet Zeeman longitudinal, il était de tout intérêt de rechercher, avec la grande dispersion dont nous disposions, si cet effet Zeeman existe.

Dans ce but, nous avons utilisé le dispositif employé par l'un de nous dans une recherche analogue sur la vapeur de brome. Si on place en arrière de la cuve absorbante un double analyseur circulaire fait de deux lames quart d'onde séparées par une ligne fine (les lignes neutres correspondantes dans les deux lames sont à 90° l'une de l'autre) et suivies d'un nicol orienté à 45° des lignes neutres des lames, on obtient deux plages, l'une correspondant aux vibrations droites, l'autre aux vibrations gauches ayant traversé la cuve.

Si l'effet Zeeman longitudinal existe, les deux moitiés de la ligne d'absorption qui, en l'absence de champ, étaient dans le prolongement l'une de l'autre cesseront de l'être si on excite l'électro.

Pour aucune des raies d'absorption de l'iode contenues dans la raie verte de l'arc au mercure, nous n'avons pu constater de déplacement.

Or, étant donné que par exemple les raies 3 et 4 sont séparées par un intervalle de $1/20$ d'unité d'angström, on aurait pu apprécier à coup sûr un déplacement inférieur à $1/100$ d'U. A.

Donc, si l'effet Zeeman existe, dans un champ de 20.000 gauss, il n'atteint pas $1/100$ d'U. A.

Rétablissement de lumière perpendiculairement aux lignes de force. — Cotton ⁽¹⁾ a montré que si on fait passer un faisceau de lumière blanche entre les pièces polaires d'un électro et perpendiculairement au champ magnétique, et si on place dans ce champ une flamme contenant de la vapeur de sodium entre deux nicols à l'extinction, ces nicols faisant un angle de 45° avec les lignes de force du champ, il y a réapparition de lumière au moment où on lance le courant dans l'électro.

L'étude de cette lumière rétablie, faite avec un grand pouvoir séparateur [Voigt et Wiechert ⁽²⁾] montre que le phénomène s'explique dans ses moindres détails, en partant de ce fait que la vapeur présente un phénomène de Zeeman marqué.

La même expérience, tentée par Cotton sur le brome et l'iode et

(1) Cotton, *Phénomène de Zeeman*, p. 100 (Gauthier-Villars).

(2) Voigt et Wiechert, *Göttingen Nachrichten*, Heft. IV. Novembre 1898.

par l'un de nous sur le brome avec un champ plus puissant, a donné un résultat négatif.

Dans le cas de la vapeur d'iode, nous avons repris ces essais en utilisant le même ballon qui avait servi dans l'observation parallèlement aux lignes de force et un champ intense : En employant comme source l'arc au charbon, on observe un rétablissement de lumière très net, mais beaucoup plus faible que dans l'observation longitudinale, trop peu intense pour que l'on puisse en faire l'étude avec un dispositif spectral de très grand pouvoir séparateur.

Conclusions. — Jusqu'ici les rotations magnétiques étudiées dans des régions absorbantes se rangent en deux catégories :

1° Dans le cas où on a affaire à de larges régions continues d'absorption, les rotations que l'on observe alors d'un côté et de l'autre de la région d'absorption et qui viennent s'ajouter aux rotations dues à la dispersion normale sont de sens contraires ; elles s'expliquent très bien en supposant que les vibrations droites et gauches, du fait du champ magnétique, ne subissent aucune variation de longueur d'onde, mais se propagent simplement avec des vitesses différentes⁽¹⁾ ;

2° Un deuxième cas observé sur les raies D du sodium montre l'existence de rotations de même sens de part et d'autre de la raie, ces rotations s'expliquant complètement en tenant compte de ce fait que la vapeur possède un effet Zeeman. Pour la raie D_4 , l'effet Zeeman est de 0,4 U. A. dans un champ de 10.000 gauss, et les rotations observées atteignent plusieurs circonférences.

Pour la vapeur d'iode, le fait que les rotations sont de même sens des deux côtés d'une même raie d'absorption et le faible rétablissement de lumière perpendiculairement aux lignes de force amènent à conclure à la possibilité de l'existence d'un effet Zeeman.

La petitesse de cet effet Zeeman (inférieur à 1/100 d'U.A.) expliquerait la faible valeur des rotations observées.

Il ne semble pas d'ailleurs que cet effet Zeeman soit facile à mettre directement en évidence, car sa grandeur doit être alors de l'ordre de la largeur des raies d'absorption. Des considérations théoriques permettent en effet de prévoir que, à une pression de quelques centimètres de mercure, la largeur de ces raies d'absorption est approximativement de 1/200 d'U. A. ; en présence d'air à la pression atmosphérique, elle serait 4 ou 5 fois plus grande.

(1) Corrox, *Éclairage électrique*, t. VIII, p. 162 et 198 ; 1896.

De cette petitesse de l'effet Zeeman par rapport à la largeur des raies, on peut d'ailleurs facilement déduire que les rotations que l'on observe doivent être d'autant plus grandes que la raie sera plus fine; l'expérience confirme bien ce point : nous avons vu en effet que si la vapeur d'iode est en présence d'air à la pression atmosphérique, c'est-à-dire si on multiplie la largeur de la raie par 4, le rétablissement de lumière observé est considérablement diminué.

En résumé :

1° Si le phénomène de Zeeman existe pour les raies d'absorption de l'iode, il est inférieur à $1/100$ d'U.A. dans un champ de 20.000 gauss ;

2° De part et d'autre d'une même raie d'absorption de l'iode, les rotations produites par le champ magnétique sont de même sens ; pour des champs d'environ 18.000 gauss, elles atteignent 15° ;

3° Ces rotations peuvent s'expliquer en admettant un effet Zeeman très petit, de l'ordre de la largeur des raies, et par conséquent très difficilement observable directement. La réapparition de lumière entre nicols croisés serait simplement un moyen indirect extrêmement sensible pour mettre en évidence cet effet Zeeman ;

4° Comme pour un même sens du champ magnétique, les rotations au voisinage des différentes raies ne sont pas de même sens, on doit en conclure que certaines des raies présentent un phénomène de Zeeman anormal.

Travail fait au Laboratoire de Physique de l'École normale supérieure.)

SUR LA CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE DE L'ANHYDRIDE SULFUREUX LIQUIDE ET UN NOUVEAU PHÉNOMÈNE PHOTOÉLECTRIQUE (1) ;

Par M. J. CARVALLO.

1° *Introduction.* — Seules en dehors des sels fondus, les solutions de certains corps, dits électrolytes, dans certains liquides tels que l'eau, les alcools, l'anhydride sulfureux et l'ammoniac liquide constituent pratiquement des conducteurs électrolytiques. La conductibilité d'une solution électrolytique diminue toujours en même temps

1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 6 mars 1894.

que la concentration : ces deux grandeurs tendent-elles simultanément vers zéro ? Doit-on admettre que les solvants à pouvoir ionisant élevé, lorsqu'ils sont parfaitement purs sont parfaitement isolants, ou faut-il admettre, au contraire, que ces liquides comportent en eux-mêmes la faculté de conduire le courant indépendamment des corps étrangers qu'ils peuvent contenir ? La première hypothèse paraît vraisemblable, car les mesures effectuées sur ces liquides ont montré que leur résistivité augmente toujours avec les soins apportés à leur préparation. Néanmoins la majorité des auteurs qui se sont occupés de cette question s'arrêtent à la deuxième hypothèse. Van't Hoff, en particulier, admet que l'eau parfaitement pure possède encore une conductibilité due à une dissociation de ses propres molécules en ions H et OH.

Cette conception relative à l'eau s'accorde avec un certain nombre de faits d'expérience, et constitue l'une des bases les plus importantes de la théorie des solutions aqueuses instituée par l'école des Van't Hoff, Nernst et Arrhénius. Le succès de l'hypothèse relative à l'eau a encouragé un grand nombre de savants à appliquer une conception analogue à presque tous les solvants à pouvoir ionisant élevé. Cette généralisation est-elle justifiée ?

Dans un travail d'ensemble exposé en détail ailleurs ⁽¹⁾, j'ai étudié à ce point de vue huit solvants autres que l'eau, et j'ai montré que l'hypothèse de Van't Hoff ne s'applique vraisemblablement pas à l'anhydride sulfureux liquide, à l'ammoniac liquide et à l'éther, qu'elle reste encore à démontrer dans tous les autres cas. Je me propose de résumer les principaux résultats que j'ai obtenus relativement à la conductibilité de l'anhydride sulfureux liquide et à l'influence de la lumière sur cette conductibilité.

^{2°} *Historique.* — L'anhydride sulfureux a un pouvoir ionisant comparable à celui de l'eau : la conductibilité moléculaire d'une solution d'iodure de potassium a, en effet, pour valeur :

dans SO² liquide, concentration $\frac{N}{32}$, à 0° . . 44 U.P. ⁽²⁾ (Walden et Centnerszwer)

dans H²O liquide, concentration $\frac{N}{25,3}$, à 0°. 73,8 U. P. (Ostwald).

(1) J. CARVALLO, *Ann. de Phys.*, t. I, p. 174 ; 1914.

(2) Le symbole U. P. signifie *unité pratique* ; il s'agit d'unités rapportées à l'ohm et au centimètre pour la conductibilité, à l'ohm, au centimètre et à la molécule-gramme pour la conductibilité moléculaire.

Walden et Centnerszwer ont cherché à préparer de l'anhydride sulfureux aussi pur que possible. La conductibilité minima qu'ils ont observée sur ce liquide a pour valeur :

$$V = 9,5 \cdot 10^{-8} \text{ U. P. à } 0^{\circ} \text{ (}^1\text{)} ;$$

ils attribuent ce résidu de conductibilité à l'anhydride sulfureux lui-même et l'expliquent par une dissociation propre de SO^2 en ions.

3° *Conductibilité électrique en courant alternatif.* — La conductibilité d'un échantillon de SO^2 liquide, mesurée au moyen d'un pont de Wheatstone en courant alternatif dépend essentiellement de la façon dont l'échantillon a été préparé et les résultats peuvent se résumer, de la façon suivante.

A) la préparation est terminée (comme le faisaient Walden et Centnerszwer par plusieurs distillations fractionnées dans le vide, effectuées dans une salle moyennement éclairée par la lumière diffuse du jour. La conductibilité du liquide fraîchement préparé est toujours voisine de la valeur :

$$10^{-7} \text{ U. P. à } 15^{\circ},$$

c'est-à-dire du même ordre de grandeur que la conductibilité minima trouvée par Walden et Centnerszwer.

B) Quand on expose plusieurs journées un tel échantillon à la lumière du jour, sa conductibilité augmente et peut atteindre la valeur :

$$10^{-6} \text{ U. P. à } 15^{\circ}.$$

C) Si on remplace, dans la préparation, les distillations fractionnées par des *rectifications* fractionnées effectuées dans le vide et complètement à l'abri de la lumière du jour, la conductibilité descend à une valeur voisine de :

$$5 \cdot 10^{-9} \text{ U. P. à } 15^{\circ},$$

et conserve cette valeur tant que l'échantillon reste à l'obscurité.

La lumière agit donc sur SO^2 liquide pour y créer des matières étrangères impossibles à éliminer complètement au moyen de simples

(¹) Il est bon de rappeler que la conductibilité de l'eau absolument pure a pour valeur d'après Kohlrausch et Heydweiller (1894) :

$$V = 4 \cdot 10^{-8} \text{ U. P. à } 18^{\circ}.$$

distillations fractionnées ; les échantillons mode A, comme l'échantillon de MM. Walden et Centnerszwer sont certainement impurs.

Est-il possible de spécifier les impuretés qui les souillent et doit-on penser que les échantillons mode C sont constitués par de l'anhydride sulfureux parfaitement pur? c'est ce que nous allons discuter.

4° *Sensibilité photochimique de l'anhydride sulfureux liquide.* — L'accroissement de la conductibilité de l'anhydride sulfureux soumis à l'action de la lumière s'explique par une réaction photochimique : la moindre trace de lumière ultraviolette ($\lambda < 390 \text{ m}\mu$) provoque dans l'anhydride sulfureux liquide la réaction :



dont les produits restent en solution dans l'excès du liquide initial et en augmentent la conductibilité.

Cette réaction a été découverte par Tyndall dans le gaz sulfureux et étudiée, toujours dans la phase gazeuse, par Morren (1) puis par Coehn et Becker (2). J'ai vérifié directement qu'elle se produit encore dans le liquide soumis à la lumière du jour : on remplit deux tubes scellés en verre d'anhydride sulfureux liquide préparé suivant la technique A. L'un est conservé à l'obscurité absolue, l'autre est exposé une journée au soleil, après quoi les deux tubes sont ouverts dans une solution de chlorure de baryum rigoureusement privé d'air au préalable. Le tube insolé donne un louche blanc de sulfate de baryum malheureusement trop peu abondant pour être pesé, le tube non insolé ne donne absolument aucune trace de précipité. *L'action de la lumière provoque donc bien au sein du liquide SO² la formation de S et SO³ suffisante à expliquer l'accroissement de conductibilité signalée plus haut sur les échantillons mode B.*

5° *Action d'un courant continu sur la conductibilité de SO² liquide.* — Bien qu'un échantillon mode A ne donne aucun précipité avec le chlorure de baryum, il contient encore des produits de réaction (1) en quantité suffisante pour expliquer l'écart de conductibilité signalé entre les échantillons mode A et les échantillons mode C. Cette conclusion résulte de la discussion des propriétés électriques de ces divers échantillons ; nous nous trouvons en présence d'un cas où les

(1) MORREN, *Ann. de Phys. et Chimie*, 1870, p. 323.

(2) COEHN et BECKER, *Zeits. f. Phys. Chem.*, t. LXX, 1910, p. 88.

mesures de conductibilité possèdent une sensibilité notablement supérieure à celle des réactifs chimiques.

Un échantillon mode A soumis entre deux électrodes, et dans l'obscurité, à un champ constant est traversé par un courant qui décroît rapidement pendant les premiers instants, puis plus lentement et tend vers une limite, en même temps que la cathode brunit légèrement; par exemple :

Champ appliqué : 3 000 volts/cm.

Epoque (1).....	0	1 ^m	2 ^m	21 ^h	141 ^h	237 ^h
Conductance spécifique apparente γ en 10^{-10} U. P. (2).....	57,8	23,5	18,3	0,7	0,24	0,18

Le même phénomène est beaucoup plus intense sur un liquide insolé mode B, la cathode brunit fortement; exemple :

Champ appliqué : 1 000 volts/cm.

Epoque.....	0	1 ^h 30	2 ^h 4 ^h	36 ^h	50 ^h	100 ^h
γ en 10^{-10} U. P.....	3 190	900	107	15	6	1,6

Il n'est presque plus sensible pour les échantillons mode C, sur lesquels l'application d'un champ constant peut être accompagné, suivant les cas, d'une baisse ou d'une augmentation de courant toujours très faibles.

Il s'agit, dans les deux premiers cas, d'une épuration électrolytique : l'échantillon auquel se rapporte le deuxième exemple, en effet, abandonné longtemps sans courant dans l'obscurité, après avoir été soumis à l'action du champ constant, ne reprend plus qu'une conductibilité :

$$\gamma = 0,3 \cdot 10^{-7} \text{ U. P.}$$

au lieu de :

$$\gamma = 3 \cdot 10^{-7} \text{ U. P.}$$

valeur antérieure à l'application du champ. Le brunissement de la cathode persiste d'ailleurs indéfiniment et n'est que le résultat d'élec-

(1) Les époques sont comptées à partir de l'instant où le champ est établi.

(2) On verra plus loin que la conductibilité de SO_2 liquide ne suit pas la loi d'Ohm; il est donc impossible de parler de conductance spécifique au sens ordinaire du mot. Je désigne sous le nom de conductance spécifique apparente la conductance spécifique d'un milieu satisfaisant à la loi d'Ohm, dont une colonne de dimensions géométriques identiques à celles de la colonne liquide étudiée serait traversée sous tension égale par le même courant que celle-ci.

trolyse d'une matière étrangère qui est la même dans les deux cas. J'ai d'ailleurs pu vérifier directement, en suivant au moyen de sondes la distribution du potentiel dans la colonne liquide, que la diminution de courant ne peut en aucune façon être attribuée à une propriété de la surface des électrodes et qu'il s'agit bien d'une modification des propriétés du liquide produite dans toute la masse de celui-ci.

Il est bien clair, qu'en dépit du résultat négatif de l'analyse chimique directe appliquée aux échantillons A, il faut encore admettre la présence des produits de la réaction photochimique (1) dans ces échantillons.

6° *Sensibilité photoélectrique des solutions très étendues de S et SO³ dans SO² liquide.* — Qu'on soumette à l'action de la lumière un échantillon de SO² maintenu sous tension constante, et cela alors que le courant a atteint dans l'obscurité une valeur indépendante du temps, le courant doit subir une augmentation en raison de la formation des produits de la réaction (1). Cette augmentation doit disparaître après retour à l'obscurité, en raison du mécanisme d'épuration électrochimique signalé plus haut. Effectivement il en est bien ainsi, mais les phénomènes sont beaucoup plus complexes, ainsi que le montre l'expérience suivante :

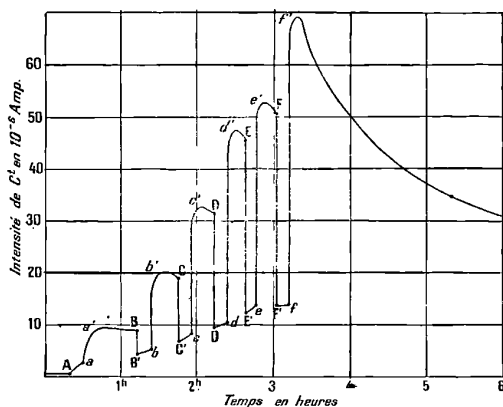


FIG. 1.

Un échantillon de SO² mode A peut être placé sur le trajet d'un faisceau de lumière parallèle fourni par un arc électrique après avoir été soumis depuis plusieurs jours dans l'obscurité à un champ constant d'environ 1 000 volts par centimètre; le champ continuant à agir,

le liquide est soumis à une série d'alternatives de lumière et d'obscurité, et on observe le courant en fonction du temps. La figure 1 représente graphiquement le courant en fonction du temps dans cette expérience. Le point A, pour lequel l'intensité est de $0,37 \cdot 10^{-6}$ ampère correspond au premier allumage, les points B, C..., F aux autres allumages. Les points a, b, \dots, f correspondent aux suppressions de la source lumineuse. A l'accroissement progressif du courant sous l'action des éclairagements successifs, au retour à l'état initial sous l'action du champ en l'absence de lumière (partie de la courbe située au delà de f), se superpose un phénomène imprévu. Chaque allumage provoque une brusque diminution de courant, chaque extinction une brusque augmentation, et la grandeur de ces variations rapides augmente avec l'intensité du courant qui traverse le liquide au moment où se fait l'observation. Nul au premier allumage A, le phénomène augmente à chaque observation et prend des proportions énormes. Le dernier allumage F fait tomber instantanément le courant de 51 à $13,9 \cdot 10^{-6}$ ampère. L'augmentation brusque due à une extinction est supérieure à la diminution due à l'allumage immédiatement antérieur. Toutefois la différence entre ces deux changements diminue et tend vers zéro avec l'intervalle de temps qui les sépare. Dans le cas où cet intervalle est très petit, c'est-à-dire lorsqu'on ne laisse agir la lumière que très peu de temps, moins d'une minute, le phénomène est exactement réversible et ne laisse aucune trace permanente.

L'ensemble de ces résultats est paradoxal, car on y voit la lumière agir simultanément de deux façons opposées et la simple logique conduit à y discerner la superposition de deux phénomènes essentiellement différents :

L'un que j'appellerai *effet positif*, n'est autre que l'évolution de la réaction photochimique (1); il provoque la lente augmentation de conductibilité visible à chaque éclairagement de durée assez longue ; la dissipation de l'effet positif est également lente et subrogée à l'existence du champ appliquée sur le liquide.

L'autre, que je désignerai sous le nom d'*effet négatif*, doit être considéré comme une propriété des solutions dans le liquide initial en excès, des produits de la réaction photochimique. Il n'existe pas avant leur apparition et s'évanouit en même temps que ceux-ci disparaissent par électrolyse. Il consiste en une variation à peu près instantanée et réversible de la conductibilité du

liquide; cette variation a lieu en sens inverse des variations d'intensité de la lumière éclairante.

L'effet négatif, comme l'effet positif résulte d'une action de la lumière sur la masse même du liquide et non sur les électrodes et les radiations négativement actives sont les mêmes que celles qui sont capables de provoquer la réaction photochimique (1) (1).

Contrairement à l'effet positif, l'effet négatif ne peut pas être expliqué par une réaction photochimique; il s'agit d'une action de la lumière sur les propriétés électriques du liquide, et non sur ses propriétés chimiques. Il s'agit d'un phénomène photoélectrique d'un genre nouveau. Dans le cas d'une réaction chimique ou d'une transformation allotropique analogue à celle qui permet d'expliquer les propriétés photoélectriques du sélénium, le phénomène prendrait naissance dans des conditions indépendantes de l'état électrique du liquide. L'intensité de l'effet négatif ne devrait dépendre que de la conductance spécifique apparente du liquide, et devrait se manifester sous forme d'une augmentation de résistance apparente aussi bien quand le liquide est traversé par un courant continu que quand il est le siège d'un courant alternatif, *or l'effet négatif n'existe jamais en courant alternatif, et ne se produit que si le liquide, contenant des produits de la réaction (1), est traversé par un courant continu depuis assez longtemps.*

Les nombres suivants illustrent ces énoncés: un échantillon de SO_2 , après avoir été abandonné plusieurs semaines dans une salle où peut pénétrer abondamment la lumière du jour est porté dans un pont de Wheatstone à courant alternatif:

Liquide dans l'obscurité.....	$\gamma = 3190 \cdot 10^{-10}$ U. P.
Liquide éclairé par un faisceau de lumière parallèle fournie par un arc électrique.....	$\gamma = 3190 \cdot 10^{-10}$ U. P.

L'effet négatif n'existe pas.

L'échantillon est soumis à un champ constant d'environ 1 000 volts-centimètre, on observe le courant en fonction du temps

(1) En raison de la nécessité d'enfermer les échantillons de liquide dans des récipients de verre, il a été impossible d'employer des radiations de longueur d'onde inférieure à 320 μ . L'interposition d'un écran de quinine qui absorbe au-dessous de 390 μ suffit à supprimer intégralement les deux effets. Des difficultés de technique que je n'ai pas pu résoudre m'ont empêché jusqu'à présent d'observer ces phénomènes en enfermant le liquide dans des récipients de quartz.

et on illumine de temps à autre le tube en ne laissant chaque fois agir la lumière que quelques instants.

Epoques.....	0	1 ^h 30	24 ^h	36 ^h	50 ^h	100 ^h
γ en 10^{-10} dans l'obscurité.	3 190	900	407	15	6	1,6
Effet négatif N ⁽¹⁾	0	très petit	0,5	0,55	0,66	0,5

L'effet négatif, inexistant pendant la première heure, commence à apparaître après une heure et demie et devient considérable après vingt-quatre heures d'action du courant.

L'échantillon est abandonné sans courant dans l'obscurité pendant cinquante heures, puis porté dans le pont de Wheatstone.

Dans l'obscurité.....	$\gamma = 325 \cdot 10^{-10}$ U. P.
En lumière.....	$\gamma = 325 \cdot 10^{-10}$ U. P.

Le liquide est soumis dans l'obscurité à l'action d'un champ constant d'environ 100 volts-centimètre.

Epoques.....	1 ^m	1 ^m 30	3 ^m	6 ^m	17 ^m	3 ^h 30	30 ^h
γ en 10^{-10} U. P. dans l'obscurité.	230	146	62	27	24	17	9,2
N.....	0	0	0	0,07	0,2	0,48	0,50

Toujours soumis à 100 volts-centimètres, le liquide est exposé pendant 20 minutes à la lumière de l'arc, le courant augmente progressivement, puis après retour à l'obscurité :

γ en 10^{-10} U. P. dans l'obscurité.....	62,5 10^{-10}
N.....	0,65

Si l'on compare entre eux les nombres soulignés, on verra qu'à conductance spécifique apparente égale l'effet négatif peut prendre les valeurs les plus diverses 0 et 0,65, suivant le traitement électrique que le liquide a subi avant l'observation. Il semble bien que l'action prolongée du champ place le liquide dans une sorte d'état de polarisation et que ce soit sur cet état que porte l'action des

(1) Je prends comme mesure de l'effet négatif le rapport :

$$N = \frac{I_0 - I_1}{I_0},$$

dans lequel

I_0 est le courant dans l'obscurité immédiatement avant l'éclairement ;
 I_1 — en lumière immédiatement après l'allumage.

radiations lumineuses. Je ne suis malheureusement pas encore en mesure de donner à ce phénomène nouveau une explication satisfaisante.

7° *Conductibilité électrique de l'anhydride sulfureux épuré électriquement.* — On a vu plus haut qu'il est possible d'éliminer, par électrolyse tout au moins, une partie des produits de la réaction photochimique (4) contenus dans un échantillon de SO_2 liquide. L'expérience montre même que si le champ est assez élevé, le courant limite est indépendant de la quantité des produits de la réaction (4) que le liquide a pu contenir. On est tenté d'admettre en conséquence la possibilité d'une élimination électrolytique totale des matières étrangères contenues dans un liquide presque pur, la conductibilité limite représentant alors une propriété spécifique du liquide parfaitement pur (4). Les faits démentent cette conclusion : la conductibilité limite varie en effet considérablement d'un échantillon à l'autre, et dépend très nettement du mode de préparation, comme le montrent les nombres suivants :

Anhydride sulfureux préparé par action du mercure distillé sur l'acide sulfurique pur du commerce et rectifié plusieurs fois dans le vide (moyenne de trois échantillons).

Conductance spécifique apparente limite moyenne entre 0 et 1 500 volts/cm.....	1 . 10 ⁻⁹ U. P. (15°
Conductance spécifique apparente limite moyenne sous 6 000 volts/cm.....	1,4 . 10 ⁻¹⁰

Anhydride sulfureux commercial Pictet (2), rectifié plusieurs fois dans le vide (moyenne de trois échantillons).

Conductance spécifique apparente limite moyenne entre 0 et 1 500 volts/cm.....	2 . 10 ⁻¹⁰ U. P. (15°
Conductance spécifique apparente limite moyenne sous 5 870 volts/cm.....	1,8 . 10 ⁻¹¹

Ces écarts ne peuvent être attribués qu'à la présence d'impuretés. Variables d'un échantillon à l'autre, les régimes limites pré-

(1) Warburg (*Wied Ann.*, t. LIV, p. 396 ; 1895) a signalé déjà sur un assez grand nombre de liquides le rôle épurateur d'un courant prolongé et préconise l'emploi de cette propriété en vue d'obtenir des liquides purs. Il admet toujours que cette épuration est totale.

(2) L'anhydride sulfureux Pictet est préparé par l'action du soufre en fleur sur l'acide sulfurique.

sentent néanmoins certaines propriétés communes des plus caractéristiques :

1° Dans un très large intervalle, le courant limite est indépendant du champ qui le produit, les courbes qui représentent ces courants limites en fonction du champ ayant une forme semblable à celles des courbes de courants d'ionisation dans les gaz ;

2° Une variation du champ appliqué est suivie d'une période troublée plus ou moins longue, où le courant varie lentement. Le sens de ces variations peut d'ailleurs changer d'un échantillon à l'autre dans les mêmes conditions d'observation ;

3° La suppression du champ est suivie d'un accroissement de conductibilité ;

4° Une variation brusque de la température produit quel que soit son sens une brusque augmentation de courant qui ne disparaît que lentement ;

5° Pour un même champ le courant limite dépend, dans un même appareil, du sens du courant.

8° *Mécanisme du courant limite.* — Que les matières étrangères jouent un rôle fondamental dans le mécanisme des courants limites, cela ne fait pas le moindre doute. La comparaison des propriétés de l'anhydride sulfureux soumis à un champ constant avec celles d'autres liquides placés dans les mêmes conditions permet d'aller plus loin et de penser que le solvant lui-même ne participe en aucune façon au transport du courant limite. A maintes reprises on a signalé des phénomènes semblables à ceux que je viens de décrire, à propos de liquides à pouvoirs ionisants moyens ou faibles tels que l'aniline, l'éther éthylique, le tétrachlorure de carbone, et les carbures saturés. Tous ces liquides, pris dans un état de pureté moyenne et soumis à un champ constant conduisent à des régimes de conductibilité limite inférieure à la conductibilité initiale. Ces régimes présentent exactement tous les caractères que j'ai résumés plus haut. Schröder et Mie pour l'éther, Schweidler pour les carbures saturés, pensant qu'ils parvenaient ainsi à saisir l'état de pureté absolue expliquaient ces effets complexes par une dissociation des solvants eux-mêmes en ions, ionisation régie par des lois semblables à celle de l'ionisation des gaz.

Le rôle des impuretés dans ces phénomènes est encore manifeste :

Dans les cas de carbures saturés (hexane), Jaffé a montré que la grandeur et l'allure du régime limite dépendent essentiellement du

soin apporté à la préparation du liquide ; ses premiers efforts ont diminué considérablement les ordonnées des courbes de courant limite en modifiant leur allure au point de les rendre rectilignes ; de nouveaux progrès ont diminué encore les ordonnées de ces droites de courant limite au point de rendre ce phénomène résiduel assez petit pour permettre d'observer l'ionisation très faible due aux rayonnements parasites. Dans cet état, l'hexane n'est plus que 12 fois plus conducteur que l'air dans les mêmes conditions. La conductibilité gazeuse est donc la seule qu'il soit permis d'attribuer en propre aux carbures saturés : les traces d'impureté y ajoutent une conductibilité électrolytique ; celle-ci peut être diminuée par épuration électrique, mais non pas réduite à zéro.

J'ai moi-même entrepris de préparer de l'éther éthylique avec plus de soins que ne l'avait fait Schröder et obtenu un résultat analogue à celui des premiers essais de M. Jaffé : au lieu du régime limite qu'a trouvé M. Schröder dans lequel la conductance spécifique apparente diminuait avec le champ depuis $\gamma = 1,47 \cdot 10^{-12}$ U. P. pour un champ très faible, jusqu'à $\gamma = 2,4 \cdot 10^{-13}$ U. P. pour un champ de 5.730 volts-centimètre, j'ai obtenu un courant limite proportionnel au champ, caractérisé par une conductance spécifique de l'ordre de

$$10^{-13} \text{ U. P.}$$

Devant ces résultats on ne peut s'empêcher d'attribuer aux trois liquides SO_2 , éther et hexane les mêmes propriétés ; si l'on songe en outre que l'éther et l'anhydride sulfureux sont beaucoup plus hygroscopiques, et ont vis-à-vis des électrolytes un pouvoir dissolvant et un pouvoir ionisant beaucoup plus élevé que ceux des carbures saturés on comprendra aisément qu'il soit beaucoup plus difficile d'atteindre sur ces liquides le degré de pureté atteint par Jaffé sur les carbures saturés. En définitive, il paraît très vraisemblable que l'anhydride sulfureux, comme l'éther et l'hexane, ne possède pas de conductibilité propre.

Peut-on préciser le rôle exact des matières étrangères dans le courant limite ? Cela ne paraît guère possible, les phénomènes étant trop irréguliers et trop complexes pour se prêter à la vérification d'hypothèses précises. D'ailleurs l'action de la lumière sur la conductibilité de l'anhydride sulfureux souillé des produits de la réaction photochimique montre qu'il s'agit d'un phénomène très compliqué.

Tout au plus peut-on dire qu'il s'agit probablement d'un équilibre dynamique entre des transports électriques et des phénomènes de diffusion : Enfin il me paraît utile en terminant de signaler que l'ammoniac liquide soumis à un champ prolongé conduit à un régime limite analogue à ceux dont il vient d'être question à propos de l'éther et l'anhydride sulfureux. Quant aux propriétés photochimiques et photoélectriques de SO_2 , elles sont absolument spéciales à ce liquide, rien de semblable n'ayant été constaté sur aucun des 7 autres corps que j'ai étudiés.

ASTIGMATISME DANS LE CAS D'UN SYSTÈME OPTIQUE NON CENTRÉ;

Par M. HIPPOLYTE VIOLETTE.

Un faisceau lumineux infiniment mince d'axe $P\Omega$ est réfracté par un dioptré sphérique S de centre O , de rayon R , d'indice n .

Les rayons de ce faisceau s'appuient sur les deux éléments rectilignes rectangulaires, Pp , $P'p'$, dont l'un Pp fait avec le plan $Z\Omega P$ un angle α quelconque.

On connaît les longueurs $\Omega P = a$, $\Omega P' = a'$, et l'on pose :

$$2\delta = \frac{1}{a} + \frac{1}{a'}, \quad 2\sigma = \left(\frac{1}{a'} - \frac{1}{a}\right) \sin 2\alpha, \quad 2\tau = \left(\frac{1}{a'} - \frac{1}{a}\right) \cos 2\alpha,$$

I étant l'angle d'incidence moyen $\widehat{Z\Omega P}$ et E l'angle de réfraction, correspondant, le faisceau réfracté se trouvera entièrement défini par les valeurs δ' , σ' , τ' , qui le concernent.

C'est la question qui se présente dans les systèmes optiques non centrés.

On démontre que l'on a :

$$\begin{cases} n\sigma' \cos E = \sigma \cos I, \\ (\delta - \tau) - n(\delta' - \tau') = \frac{1}{R} (n \cos E - \cos I) = \cos^2 I (\delta + \tau) - n \cos^2 E (\delta' + \tau'). \end{cases}$$

En supposant $\alpha = 0$ ou $\frac{\pi}{2}$, on retrouve la relation bien connue :

$$\frac{1}{p} - \frac{n}{q} = \frac{1}{R} (n \cos E - \cos I) = \frac{\cos^2 I}{p'} - \frac{n \cos^2 E}{q'}.$$

et P'p' il faut que :

$$C(a - B \sin I) + A(a \operatorname{tang} \alpha \cos I - D \sin I = a \operatorname{tang} \alpha \sin I + D \cos I - B \operatorname{tang} \alpha, \\ C(a' - B \sin I) \pm A(a' \operatorname{cotang} \alpha \cos I + D \sin I) \\ = - a' \operatorname{cotang} \alpha \sin I + D \cos I + B \operatorname{cotang} \alpha,$$

ou bien, si l'on se reporte aux notations adoptées et si l'on remarque que B², D², BD peuvent être négligés :

$$(2) \quad \begin{cases} A = \operatorname{tang} I - \frac{\sigma D}{\cos^2 I} - \frac{B}{\cos I} (\delta + \tau), \\ C = \sigma B + \frac{D}{\cos I} (\delta - \tau). \end{cases}$$

Si nous posons :

$$(\omega - \theta) = \varphi, \text{ qui est du même ordre que } u, \\ i = I + \varepsilon,$$

les relations (1) s'écriront :

$$(1') \quad \begin{cases} A = \operatorname{tang} I + \frac{\varepsilon}{\cos^2 I} + \frac{B}{R \cos^2 I}, \\ C = \varphi \operatorname{tang} I - \frac{D}{R}. \end{cases}$$

En identifiant (2) et (1'), on obtiendra :

$$3 \quad \begin{cases} \varphi \operatorname{tang} I - \frac{D}{R} = \sigma B + \frac{D}{\cos I} (\delta - \tau), \\ -\varepsilon = \frac{B}{R} + \sigma D + B \cos I (\delta + \tau), \end{cases}$$

et pour le rayon réfracté :

$$4 \quad \begin{cases} \varphi \operatorname{tang} E - \frac{D}{R} = \sigma' B + \frac{D}{\cos E} (\delta' - \tau') \\ -\eta = \frac{B}{R} + \sigma' D + B \cos E (\delta' - \tau'), \end{cases}$$

avec la condition :

$$\varepsilon \cos I = n \eta \cos E.$$

Par l'élimination de φ on obtient :

$$B \sigma \operatorname{cotang} I - \sigma \operatorname{cotang} E) + D \left(\frac{\operatorname{cotang} I}{R} - \frac{\operatorname{cotang} E}{R} + \frac{\delta - \tau}{\sin I} - \frac{\delta' - \tau'}{\sin E} \right) = 0,$$

et cette relation doit subsister quels que soient B et D.

Donc :

$$\sigma \cos I = n\sigma' \cos E,$$

$$\frac{1}{R} (n \cos E - \cos I) = (\delta - \tau) - n(\delta' - \tau').$$

En tenant compte de ce premier résultat, les égalités relatives à ϵ et η donnent à leur tour la relation :

$$\frac{1}{R} (n \cos E - \cos I) = \cos^2 I (\delta + \tau) - n \cos^2 E (\delta' + \tau'),$$

entre les angles moyens d'incidence et de réfraction du faisceau lumineux considéré.

**DISPOSITIF PERMETTANT D'ACCROITRE LA SENSIBILITÉ DE LA MÉTHODE
DU MIROIR POUR LA MESURE DES FAIBLES DÉVIATIONS;**

Par M. F. MICHAUD.

1. Lorsqu'on utilise la méthode du miroir sous la forme dite objective (celle où l'on observe les déplacements d'un spot sur une échelle divisée), et que l'on désire amplifier les déplacements du spot, on peut se trouver embarrassé. Il est en effet impossible, pour des raisons d'encombrement, d'accroître la distance de l'échelle au miroir au delà de quelques mètres. On est ainsi amené à utiliser un dispositif amplifiant les déplacements du spot en laissant constante la distance de la règle au miroir.

Les divers procédés proposés jusqu'ici ont l'inconvénient d'être compliqués et de nécessiter un réglage minutieux (1).

Il semble que l'on n'ait pas songé au dispositif suivant, qui est beaucoup plus simple.

Disposons sur le trajet du faisceau *réfléchi* par le miroir mobile M une lentille divergente L et rétablissons la mise au point en interposant une lentille convergente L' sur le trajet du faisceau *incident*. Nous obtiendrons un nouveau spot dont les déplacements seront amplifiés par rapport à ceux du spot primitif.

La théorie de ce dispositif est immédiate si l'on remarque que le faisceau réfléchi par le miroir M semble, après la traversée de la

(1) On trouvera un exposé de ces procédés dans un article de W. VOLKMANX (*Physik. Zeitsch.*, XII, 183 ; 1912).

lentille L, provenir du point m conjugué de M par rapport à cette lentille.

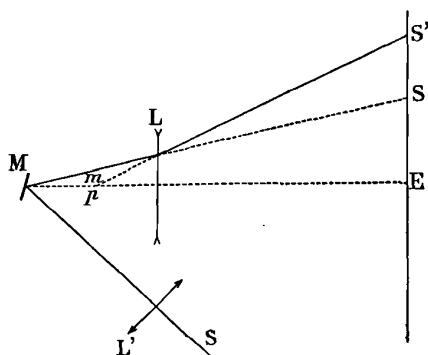


FIG. 1.

Soient alors :

R, le rapport d'amplification (rapport $\frac{ES'}{ES}$ des déplacements du spot correspondant à une même déviation du miroir après et avant l'interposition des lentilles) ;

D, la distance EM de l'échelle au miroir ;

p , la distance de la lentille L au miroir ;

f , la distance focale de cette lentille.

On arrive aisément à la relation :

$$R = 1 + \frac{p(D-p)}{fD},$$

donc :

R est toujours supérieur à l'unité. Il passe par un maximum égal à $1 + \frac{D}{4f}$ pour $p = \frac{D}{2}$ quand on fait varier p en laissant f et D constants.

On voit en résumé, que l'on peut aisément, par l'interposition de lentilles convenables, non seulement amplifier les déplacements d'un spot, mais encore régler à volonté le rapport d'amplification.

2. Voici maintenant un dispositif plus perfectionné permettant d'avoir simultanément sur une même échelle deux spots de sensibilités différentes.

Le système mobile porte deux miroirs concaves de rayons de courbure différents. L'un, le moins convergent, donne directement une

image au point sur l'échelle. L'autre donnerait une image en avant de l'échelle, mais on ramène cette image sur l'échelle en interposant une lentille divergente qui respecte le faisceau provenant du premier miroir. On obtient ainsi deux spots également au point qui se déplacent simultanément l'un au-dessus de l'autre. On peut consacrer à chacun d'eux une graduation particulière. Le premier servira pour les mesures ordinaires ; l'autre, plus sensible, sera d'un précieux secours chaque fois que l'on aura à évaluer de faibles déviations.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLVIII, n^{os} 5 à 8; 1914.

M. DE BROGLIE. — Sur l'obtention des spectres des rayons de Röntgen par simple passage des rayons incidents au travers de feuilles minces. — P. 333-334.

Les halos ou figures étoilées obtenus en plaçant une feuille métallique sur le trajet d'un faisceau de rayons X permettent de voir dans chaque bras de l'étoile le spectre caractéristique de l'anticathode; cela pourrait s'expliquer en admettant que la feuille métallique est constituée par une série de cristaux ayant acquis au cours du laminage un axe commun et orientés dans tous les sens autour de cet axe.

R. FORTRAT. — Simplification et régularisation des bandes spectrales dans le champ magnétique. — P. 334-335.

Soit n l'écart naturel d'un groupement de raies, δn sa diminution par un champ H ; la grandeur $\frac{n\delta n}{H^2}$ est une constante pour un même groupement tant que δn est inférieur à $\frac{2}{3}n$. Par suite, les doublets les plus larges étant les plus resserrés, le champ magnétique régularise en même temps qu'il simplifie.

E. TASSILY. — Étude de la diazotation par la méthode spectroscopique.
P. 335-338.

Vitesse de diazotation de quelques amines. — P. 489-492.

Application à diverses amines cycliques de la méthode indiquée pour l'aniline (1).

FRED. WALLERANT. — Sur les propriétés cristallographiques de la benzine bichlorée. — P. 385-386.

La forme monoclinique de la benzine bichlorée stable au-dessus de 27° peut se macler suivant deux plans par simple contact. Tordant un cristal et provoquant la macle, on obtient deux cristaux symétriques par rapport à la surface résultant de la torsion du plan de macle primitif. Enfin si on transforme un cristal plusieurs fois maclé en la forme stable au-dessous de 29°, on obtient un seul cristal homogène.

O. LEHMANN. — Sur un brusque changement de la forme des cristaux liquides, causé par une transformation moléculaire. — P. 389-393.

Quand on refroidit les formes myéliniques de l'oléate d'ammoniaque au-dessous du point de solidification, les filaments constituant ce cristal liquide, de courbes qu'ils étaient, deviennent polygonaux à côtés nettement rectilignes ; de même les baguettes rectilignes du protagon diminuent brusquement de longueur. La biréfringence et la viscosité ayant peu varié, il semble que cette brusque variation soit due à un changement dans l'intensité des forces intermoléculaires d'orientation.

EUGÈNE DARMOIS et MAURICE LEBLANC fils. — Sur le fonctionnement de l'arc alternatif à vapeur de mercure. — P. 401-404.

Influence sur le facteur de puissance des différentes causes facilitant le rallumage de l'arc à chaque alternance.

(1) C. R., CLVII (1913), p. 1148.

J. de Phys., 5^e série, t. IV. (Mai 1914.)

HANRIOT et LAHURE. — Sur l'écroissage ascendant et descendant.
P. 404-406.

R. MARCELIN. — Influence de la température sur les vitesses de transformation
des systèmes physico-chimiques. — P. 409-409.

Calculs. Indication de résultats expérimentaux pour des vitesses
de transformation.

G. VAVON. — Vitesse de réaction dans les hydrogénations catalytiques
en présence de noir de platine. — P. 409-412.

Influence de la quantité et de la qualité du catalyseur.

PAUL PASCAL et A. JOUNIAUX. — Densité de quelques métaux à l'état liquide.
P. 414-416.

Détermination, au moyen de la poussée exercée sur une boule de
quartz plongeant dans le métal fondu, des densités de Sn, Pb, Zn,
Sb, Al, Cu. Formules représentatives.

A. BLONDEL. — Sur l'influence du montage des transformateurs triphasés
dans les transports d'énergie à haute tension. — P. 453-457.

Les harmoniques 3 de chaque phase étant constamment en con-
cordance produisent des flux parasites fort gênants, que l'on peut
éviter soit en groupant les basses tensions en triangle et les
hautes tensions en étoile, soit en joignant les points neutres des
transformateurs de départ et d'arrivée par un fil métallique isolé.

J. ANDRADE. — Étude de quelques nouvelles méthodes de compensation
et quelques ajustages thermiques. — P. 471-473.

P. DOSNE. — Enregistrement des radiotélégrammes au moyen du télégraphe
de Poulsen. — P. 473-474.

Description du dispositif.

CH. LEENHARDT et A. BOUTARIC. — Sur la chaleur de fusion des sels hydratés et des hydrates en général. — P. 474-477.

La chaleur de fusion d'un hydrate est approximativement celle de l'eau qu'il contient ; mais on ne peut affirmer que ce soit la somme des chaleurs de fusion de l'eau et du corps anhydre. Données numériques.

G. REBOUL. — Sur l'action sélective des métaux dans l'effet photo-électrique. P. 477-479.

La formule de Lindemann se vérifie pour une série de métaux, sauf pour Al et Zn.

G. CLAUDE. — Influence du diamètre sur la différence de potentiel aux bornes des tubes à néon. Observation relative aux aurores boréales. — P. 479-482.

Confirmation de la proportionnalité de la chute de potentiel à l'inverse du diamètre du tube (1). Cela expliquerait les aurores boréales, qui sont des décharges d'énorme section, sans supposer d'immenses différences de potentiel.

C. CLOAREC. — Sur l'altération spontanée des surfaces liquides. — P. 482-484.

Explication de l'altération spontanée de la surface de certaines solutions par des impuretés existant dans la masse et tendant à remonter.

Expériences.

SWYNGEDAuw. — Résonance des harmoniques 3 en courant triphasé. P. 484-487.

La présence de l'hystérésis du fer introduit un harmonique 3 susceptible de produire des surtensions que l'on peut éviter en associant en triangle les circuits à haute tension.

(1) C. R., 1^{er} septembre 1913.

A. ARIÈS. — Sur les lois du déplacement de l'équilibre chimique. — P. 492-494

Note théorique.

LOUIS BENOIST et HIPPOLYTE COPAUX. — Vérification nouvelle des lois de transparence de la matière aux rayons X, dans le cas spécial des complexes minéraux. — P. 559-561.

Les relations d'additivité se vérifient à 5 0/0 près dans le cas des complexes minéraux.

B. SZILARD. — Sur la mesure de potentiels électriques à distance sans fil.
P. 561-564.

Réalisation d'une prise de potentiel sans contact au moyen d'un sel de Ra. Application possible à la mesure des hautes tensions et des potentiels de corps en mouvement.

S. RATNER. — Sur une nouvelle forme de vent électrique. — P. 565-567.

Dans un champ électrique, les ions existant entraînent le gaz avoisinant et, si la densité d'ionisation n'est pas homogène, il peut en résulter un déplacement d'air, d'où un vent.

EUGÈNE WOURTZEL. — Décomposition du gaz ammoniac sous l'action de l'émanation du radium et influence de la température sur les effets chimiques produits par les corps radioactifs. — P. 571-572.

L'élévation de la température favorise la destruction de NH_3 et la recombinaison du soufre et de l'hydrogène de H_2S .

A. FOCH.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXVII ; janvier et février 1914.

J.-H. JEANS. — Sur l'action mutuelle entre la radiation et les électrons libres.
P. 14-22.

La formule de Planck n'est incompatible ni avec les lois classiques de la propagation de la lumière dans l'éther libre, ni avec les lois de la thermodynamique classique, tant qu'on les applique à des réflexions, compressions, etc., de la radiation par des parois idéales. C'est quand on cherche à introduire la matière réelle que la rupture avec les lois classiques apparaît.

L'auteur considère l'électron comme la portion la plus simple de matière réelle. Le problème est donc le suivant : quelle sera la loi finale de répartition de l'énergie radiante dans un système où la radiation est traversée par un seul électron, l'action mutuelle obéissant aux lois classiques ?

Le problème se simplifie aux basses températures où le terme représentant, dans les équations du mouvement de l'électron, le retard dû à sa propre émission de radiation, devient négligeable. La loi à laquelle on arrive est $\int \Phi(v) dv$, avec $\Phi(v) = Cv^n$ (v , fréquence), elle ne peut contenir la formule de Planck. Il est difficile de voir quelle est l'origine de cette contradiction ; toutefois M. Jeans indique que le système matériel le plus simple possible n'est pas un électron, mais qu'il faudrait peut-être considérer un tube de force ayant un électron à une extrémité et une charge positive à l'autre.

FREDERICK SIMEON. — Sur la viscosité des solutions de chlorure de calcium.
P. 95-100.

L'auteur a employé l'appareil à tube capillaire horizontal de Thorpe et Rodger⁽¹⁾ ; le coefficient de viscosité est rapporté aux valeurs trouvées pour l'eau par les mêmes auteurs.

M. Simeon donne les courbes trouvées à 15° en fonction de la con-

¹⁾ *Phil. Trans.*, 1894, A, p. 1.

centration; il a déterminé le coefficient de température entre 15° et 20°; il y a une légère divergence entre ces nombres et les résultats publiés antérieurement par M. Tucker (1); elle provient probablement de la grande longueur du tube de M. Simeon, qui le dispense de la correction des bouts.

W.-N. FENNINGER. — Note sur l'effet Hall dans le mercure solide et liquide. P. 409-412.

Le mercure remplit entièrement une boîte d'ébonite soudée au silicate de soude (dimensions $5 \times 2 \times 0,09$ centimètres), toutes les électrodes sont en platine; l'appareil de mesure est un galvanomètre Broca. La marche à suivre a été indiquée par Amerio (2).

Le mercure liquide donne des résultats négatifs dans des champs variant de 10 000 à 22 400 gauss, le courant primaire variant de 0,14 à 3,07 ampères. Le coefficient de Hall ne peut dépasser 0,00002 U. E. M.

Dans le mercure solide, il n'atteint pas 0,000011.

H. MOORE. — Sur l'ionisation produite par les rayons X homogènes dans divers composés de l'hydrogène, du carbone et de l'oxygène. — P. 477-488.

M. Moore a employé la radiation secondaire du cuivre.

La chambre d'ionisation cylindrique est doublée de papier-filtre, l'aluminium donnant une ionisation trop intense.

Un électroscope relié à une électrode axiale mesure le courant d'ionisation. On opère par comparaison avec un électroscope étalon. On fait passer dans la chambre un mélange de la vapeur saturante étudiée et d'hydrogène, la pression totale étant 1 atmosphère; une étude préliminaire de l'hydrogène permet de faire la correction correspondante.

Les expériences ont porté sur les vapeurs suivantes: formiate de méthyle, oxyde d'éthyle, formiate d'éthyle, acétate de méthyle benzine, acétate d'éthyle, alcool éthylique.

On peut, d'après Kleeman (3), calculer la part de radiation corpusculaire absorbée par chacun des constituants d'un mélange. Pour

(1) *Proc. Ph. Soc.*, XXV, p. 411.

(2) *N. Cimento* (5), I, p. 342; 1901.

(3) *Roy. Soc. Proc.*, mars 1910.

appliquer cette méthode, M. Moore emploie une chambre d'ionisation courte et large.

D'après ces expériences, il semble bien que le phénomène soit de nature atomiqué et qu'il ait pour origine la radiation corpusculaire libérée par les rayons X (1).

A. GRUMBACH.

LORD RAYLEIGH. — Nouvelles applications des fonctions de Bessel d'ordre supérieur au problème de l'écho et aux questions connexes. — P. 100-109.

En se servant des fonctions de Bessel d'ordre supérieur, l'auteur démontre que l'effet d'écho n'exige pas une paroi parfaitement réfléchissante. Dans les milieux transparents, on retrouve les caractères du phénomène, pourvu que la vitesse des ondes soit un peu plus grande à l'extérieur qu'à l'intérieur de la surface de passage. Plus la courbure de cette surface est petite, moins l'indice de réfraction nécessaire et suffisant doit être élevé, tout en restant supérieur à l'unité.

H. NAGAOKA et T. TAKAMINE. — Spectres croisés obtenus par des combinaisons diverses d'interféromètres ; leur application à la mesure des différences de longueur d'onde. — P. 126-136.

Les auteurs appliquent les méthodes des spectres croisés pour la recherche de la structure des raies et la mesure des faibles différences de longueurs d'onde en combinant ensemble des interféromètres de types différents. Ils étudient ainsi les combinaisons suivantes : échelon et lame de Lummer-Gehrcke, interféromètre de Fabry et Pérot et lame de Lummer-Gehrcke, échelon et interféromètre de Fabry et Pérot. L'avantage de cette méthode d'emploi des interféromètres, inaugurée par Gehrcke pour une combinaison de deux lames, est de permettre l'élimination des raies parasites ou « ghosts » et une mesure plus précise des longueurs d'onde.

B. HODGSON. — Sur l'échauffement de l'anode dans les tubes à vide. — P. 189-202.

L'auteur a refait dans un domaine plus étendu de pressions et de

(1) BARKLA et SIMONS, *Phil. Mag.*, fév. 1912; BARKLA et PHILPOT, *Phil. Mag.*, juin 1913.

densités de courant les expériences déjà effectuées sur l'échauffement de l'anode dans les tubes à vide ⁽¹⁾, les tubes étant cette fois remplis d'oxygène au lieu d'air. A partir d'une valeur de la pression voisine de 1 millimètre, l'échauffement est une fonction linéaire de l'intensité du courant; pour les pressions plus faibles, on retrouve d'abord la même loi dans les très faibles courants; pour une certaine valeur du courant d'autant plus faible que la pression est moindre, la courbe qui représente la relation entre l'échauffement de l'anode et le courant passe par un maximum, puis par un minimum pour remonter ensuite rapidement. L'échauffement de l'anode croît d'une façon continue quand augmente la distance entre les électrodes, tandis que l'échauffement de la cathode est indépendant de la distance, pourvu que celle-ci ne soit pas trop petite.

Cecil H. LANDER. — Sur l'application des méthodes graphiques à la solution des problèmes sur les états et les tirants soumis à des charges latérales et non axiales. — P. 203-213.

L'auteur montre que les méthodes graphiques permettent de résoudre les problèmes de distribution des tensions dans des cas où les méthodes analytiques seraient impuissantes. Il donne quelques exemples.

G.-W.-O. HORVE. — L'effet de l'ionisation de l'air sur les oscillations électriques et son influence sur la télégraphie sans fil à grande distance. — P. 213-215.

La théorie de Eccle de la réfraction des ondes électromagnétiques dans la haute atmosphère, basée sur l'hypothèse que l'atmosphère est rendue conductrice par ionisation, conduit à cette conclusion que, si l'on suppose le mouvement des ions sans frottement, la vitesse de propagation doit être augmentée. Les expériences de Barton et Kilby ⁽¹⁾, dont les résultats ne s'accordent pas avec cette conclusion, ne peuvent donc pas être considérées comme la confirmation de la théorie de Eccle.

⁽¹⁾ *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 506-507 ; 1913.

FRÉDÉRICK SODDY. — L'existence de l'uranium Y. — P. 215-221.

L'auteur confirme l'existence de l'uranium Y découvert par Antoinoff⁽²⁾. L'uranium Y semble d'ailleurs chimiquement indiscernable de l'uranium X₁.

W. PEDDIE. — Sur la structure de l'atome. — P. 257-268.

L'auteur développe les propriétés d'une structure de l'atome en vue d'expliquer les séries spectrales et l'émission par quanta, sans donner à ces quanta le caractère d'un élément physique d'énergie.

H. NAGAOKA et TAKAMINE. — Effet Zeeman anormal dans les satellites des raies du mercure. — P. 333-343.

Les auteurs ont étudié, au moyen d'un spectroscopie à échelons, l'effet Zeeman présenté par les satellites des raies du mercure λ 4047 et 5461 Å. U. dans des champs magnétiques croissant progressivement jusqu'à 32000 gauss. Dans les champs faibles, les écarts des composantes magnétiques croissent proportionnellement au champ. Dans le domaine des champs plus élevés, certaines composantes disparaissent, les autres tendent à se comporter dès lors comme la composante correspondante de la raie principale. Pour les composantes de vibrations perpendiculaires au champ, on atteint plus vite ce domaine que pour les vibrations parallèles au champ.

GENVAISE LE BAS. — La théorie des volumes moléculaires. I. — P. 344-356.

L'auteur montre l'existence de relations additives entre les volumes moléculaires.

F. CROZE.

D. C. H. FLORANCE. — Sur la radiation γ secondaire. — P. 225-243.

Les rayons primaires proviennent de l'émanation du radium; ils

² *Phil. Mag.*, octobre 1913, p. 567.

) *Phil. Mag.*, 6^e série, t. XXVI, p. 1058 ; 1913.

rencontrent une lame de métal ou de charbon qui émet alors des rayons secondaires ; en les dissociant au moyen d'un champ magnétique, l'auteur a trouvé que le plomb renvoie vers le radiateur primaire des rayons très mous (coefficient d'absorption : 40 cm^{-1} environ) ; le mercure et le platine émettent des rayons analogues.

En général, la radiation secondaire γ devient moins pénétrante quand l'angle fait par sa direction avec celle du faisceau primaire croît ; elle est toujours hétérogène et sa composition diffère de celle des rayons primaires.

M. Florance a étudié la distribution des rayons secondaires en variant la position de l'électroscope et en employant des écrans de diverses épaisseurs ; le plomb, l'aluminium et le zinc renvoient le plus de rayons dans la direction normale à la plaque ; le carbone fait exception ; il produit une diffusion importante dans la direction normale au faisceau primaire. La distribution des rayons n'est pas la même dans l'air et dans un mélange d'hydrogène et d'iodure de méthyle.

L'auteur pense que les rayons secondaires γ sont produits par diffusion des rayons primaires ; la perte d'énergie expliquerait la modification de leur constitution.

E. P. ADAMS. — Sur quelques effets électromagnétiques en relation avec le phénomène de Hall. — P. 244-252.

Le but de ce mémoire est d'instituer une théorie électronique des phénomènes découverts par Corbino qui en avait donné une explication où il introduisait des centres des deux signes⁽¹⁾.

Un disque métallique circulaire parcouru par un courant radial uniforme est placé dans un champ magnétique normal à son plan ; il naît alors un courant circulaire de densité inversement proportionnelle au rayon.

La force radiale agissant sur un électron est de la forme $\frac{a}{r}$; les équations du mouvement sont :

$$\begin{aligned} \frac{d^2r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 &= \frac{ae}{mr}, \\ \frac{1}{r} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) &= 0, \end{aligned}$$

(1) *Phys. Z.*, XII, pp. 561 et 842 ; 1911.

d'où en intégrant,

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = A - \frac{k^2}{r^2} + \frac{2ae}{m} \log r.$$

Dans le champ magnétique H, il faut ajouter au second membre de la première équation le terme Her et dans celui $\frac{d\theta}{dt}$ de la deuxième — $He \frac{dr}{dt}$; d'où :

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = -\frac{1}{2} He^2 \frac{Tad}{m^2} + B.$$

T, durée du libre parcours d'un électron; d , épaisseur de la plaque.) D'où le courant circulaire total, déduit de la vitesse tangentielle moyenne $r \frac{d\theta}{dt}$:

$$I = - \int_{r_1}^{r_2} \frac{HNe^3 T^2 ad}{4m^2} \frac{dr}{r} = - \frac{HeTC}{4\pi m} \log \frac{r_2}{r_1}.$$

En appliquant cette formule aux expériences de M. Corbino, on trouve pour le nombre d'électrons contenus par cm^3 dans le bismuth :

$$N = 5 \cdot 10^{20}.$$

M. Adams pense que ce phénomène n'est qu'une forme particulière de l'effet Hall, les lignes équipotentielles étant ici des cercles concentriques, qu'un champ magnétique existe ou non ; il applique ensuite la même théorie aux autres phénomènes de Corbino ; on trouve ainsi $T = 3 \cdot 10^{-12}$ au lieu de $2 \cdot 10^{-12}$ donné par la formule écrite plus haut.

W. J. WALKER. — Sur les relations entre la viscosité, la densité et la température des solutions salines. — P. 288-297.

Mesure de la viscosité des solutions de chlorure de sodium et de chlorure de calcium à 17° par la méthode de Poiseuille.

Porter a montré que la loi de Ramsay et Young (1) est vraie si la

1) RAMSAY et YOUNG, *Phil. Mag.*, janv. 1886 ; PORTER, *ibid.*, juin 1907 et juin 1912.

relation entre la tension de vapeur p d'une solution et la température est de la forme:

$$f(p) = A - \frac{B}{T};$$

on aurait de même, entre la viscosité μ et la température une relation :

$$F(\mu) = a - \frac{b}{T}.$$

M. Walker obtient une ligne droite en portant $\frac{\mu}{\mu_0}$, rapport des viscosités de solutions d'égale densité, en ordonnées et ρ en abscisses; d'où :

$$F(\rho) = A - \frac{B}{\mu},$$

ou

$$F_1(\rho - 1) = A \left(1 - \frac{\mu'}{\mu}\right)$$

(ρ est la densité par rapport à l'eau de viscosité μ à la température de l'expérience).

Pour les deux sels étudiés, la relation est de la forme :

$$(\rho - 1)^{m-nT} = A \left(1 - \frac{\mu'}{\mu}\right)$$

($m = 1,4$, $n = 0,004$ pour NaCl; $m = 0,95$, $n = 0,002$ pour CaCl²).

Le type de formule doit être modifié pour le nitrate d'ammonium; on prend, au lieu de l'eau pure, la solution de viscosité minima pour liquide étalon.

H. A. MAC-TAGGART. — Electrification des surfaces liquide-gaz. — P. 297-314.

La méthode employée pour observer le déplacement de bulles à travers un liquide dans un champ électrique est un perfectionnement de celle de Quincke (1); on empêche les bulles de se coller aux parois du récipient en faisant tourner celui-ci autour d'un axe coïncidant avec la direction du champ électrique.

Entre 0^m,06 et 0^m,16 de diamètre, la vitesse des bulles est à peu

(1) QUINCKE, *Pogg. Ann.*, CXIII, p. 513; 1861.

près indépendante de leur grandeur et proportionnelle au champ, sa valeur est d'environ $4 \cdot 10^{-4}$ cm-sec-volt-cm pour des sphères d'air, d'oxygène et d'hydrogène.

L'étude du déplacement des bulles dans les solutions salines montre que les règles de Hardy-Perrin s'étendent à la surface gaz-liquide ; l'auteur a observé notamment l'inversion par acidification.

La vitesse u est liée au champ H , à la densité électrique superficielle ρ et à la densité μ par la relation :

$$(1) \quad u = \frac{H\rho\delta}{\mu}$$

(δ , épaisseur de la couche).

D'après les expériences de M. Mac-Taggart, $\rho = 4 \cdot 10^{-5}$ environ ; les expériences de chute d'eau et de barbotage donnent des nombres de l'ordre de 10^{-12} , on voit donc que les procédés dynamiques ne permettent de recueillir qu'une faible portion de la charge.

La différence de potentiel dans la couche double est ici :

$$V = \frac{4\pi\mu u}{HK} = 0,055 \text{ volt}$$

$K = 81$).

Il faut noter que les expériences statiques mettent en évidence le rôle de l'ionisation de la solution, tandis que le gaz lui-même joue un rôle important dans les chutes d'eau. Ces idées concordent avec les résultats négatifs de Metcalf (¹), qui cherchait l'influence de l'atmosphère sur l'absorption de diverses substances organiques à la surface de l'eau.

L'auteur pense que le gaz dissous peut avoir une action non sur la couche double elle-même, mais sur l'ionisation de la solution ; une sphère de gaz changerait de signe pendant sa dissolution.

A. GRUMBACH.

(¹) *Z. Ph. Ch.*, LII, p. 1 ; 1905.

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XLII, n° 16; 1913; — t. XLIII, n° 1 et 3; 1914.

H. BAERWALD. — Sur le rayonnement secondaire produit par les rayons-canaux (contribution à la critique des méthodes). — T. XLII (1913), p. 1287-1310.

L'auteur avait fait récemment des expériences sur les vitesses des électrons qui sont émis par une lame frappée par des rayons-canaux (rayons positifs) ; les résultats se sont trouvés en désaccord avec ceux de Füchtbauer, publiés en 1906 et 1907. Dans le but d'établir jusqu'à quel point ce désaccord provenait de la différence des méthodes, un appareil a été construit sur les indications de Füchtbauer et mis par celui-ci à la disposition de l'auteur. Il consiste en un tube de décharge avec cathode massive percée d'un canal capillaire ; par ce canal, les rayons positifs pénètrent dans un espace où l'on maintient un vide beaucoup plus avancé que dans le tube à décharge. Les rayons tombent ici sur une lame d'aluminium, sous un angle qu'on peut faire varier à volonté ; un champ magnétique est établi parallèlement au faisceau primaire. Une portion des électrons émis dans le plan perpendiculaire au faisceau, avec une vitesse telle que leur trajectoire soit enroulée en un arc de cercle de rayon bien défini, arrive, à travers une série de diaphragmes, sur un petit cylindre de Faraday relié à un électromètre. On mesure la charge reçue par celui-ci, en fonction du courant qui produit le champ magnétique ; autrement dit, on détermine le nombre relatif des électrons qui sont émis avec une vitesse donnée v ; la vitesse est, comme d'ordinaire, exprimée en volts équivalents, c'est-à-dire au moyen de la différence de potentiel qu'un électron primitivement au repos devrait franchir pour acquérir cette vitesse. En procédant ainsi, l'auteur a trouvé, sensiblement en accord avec les mesures de Füchtbauer, que le nombre n d'électrons ayant une vitesse donnée v augmentait avec cette vitesse jusqu'à un maximum assez mal défini, mesuré par un nombre de volts compris entre 6 et 23 ; n diminuait ensuite graduellement avec la vitesse, mais était encore considérable même à 100 volts.

Le même dispositif permet cependant de déterminer la distribution des vitesses par une méthode différente, en portant la lame d'aluminium à un potentiel positif variable ; comme la vitesse de

chaque électron est alors diminuée de la quantité qui correspond à ce potentiel, on est renseigné sur le nombre des électrons ayant une vitesse donnée, si l'on mesure la charge reçue par le cylindre de Faraday lorsque le champ magnétique conserve une valeur invariable et que le potentiel de la lame varie depuis zéro jusqu'à une valeur suffisante pour arrêter tous les électrons. Les résultats auxquels on arrive ainsi sont en contradiction manifeste avec les précédents; ils montrent en effet que le nombre n est le plus grand pour des vitesses voisines du zéro, diminue rapidement avec v et devient faible pour les vitesses supérieures à 10 volts; la vitesse la plus élevée qu'on puisse observer est de 23 volts. Tout ceci est conforme aux expériences antérieures de l'auteur, faites suivant une méthode analogue, et aux expériences de Campbell sur les rayons secondaires excités par les rayons α .

Puisqu'on obtient ainsi des résultats contradictoires avec un même appareil, il faut qu'il y ait des causes d'erreur qui faussent tout ou partie des mesures. Après un examen détaillé de la question, l'auteur conclut qu'il s'agit en premier lieu d'une absorption des rayons secondaires par le gaz résiduel présent dans l'appareil. Cette absorption s'exerce d'une façon moins intense sur les rayons les plus lents, et c'est ce qui produit le maximum apparent que la courbe fait voir dans le cas de la méthode du champ magnétique. Dans la seconde méthode, les rayons qui arrivent dans le cylindre de Faraday possèdent, à leur sortie de la lame, toujours la même vitesse restante et sont par conséquent absorbés au même degré, quel que soit le potentiel de la lame.

Une seconde cause d'erreur réside en ce que les ions produits par les rayons primaires dans le gaz résiduel diffusent à l'intérieur de l'appareil; certains d'entre eux arrivent jusqu'au cylindre de Faraday et lui communiquent leur charge. Comme la première, cette cause d'erreur ne se fait valoir que dans la méthode du champ magnétique; les vitesses supérieures à 23 volts qu'on observe dans ce cas sont un effet apparent dû à la diffusion. C'est donc le procédé du champ électrique qui donne des résultats immédiats quant à la distribution réelle des vitesses; mais la méthode magnétique ne fait que les corroborer, lorsqu'on en interprète les résultats en tenant compte des deux causes d'erreur indiquées.

L. MYSSOWSKY et K. NESTURCH. — Sur les décharges saccadées d'une pointe et sur la méthode électrique pour la numération des particules α . — T. XLIII (1914), p. 461-472.

On sait que Rutherford et Geiger ont imaginé, pour mettre en évidence l'effet ionisant des particules α individuelles, une méthode qui consiste à faire entrer les particules dans un tube cylindrique contenant de l'air sous basse pression et muni d'une électrode axiale reliée à un électromètre; le cylindre étant chargé à un potentiel presque suffisant pour produire une décharge disruptive, l'entrée de chaque particule provoque une forte ionisation par choc et se traduit par une déviation de l'électromètre.

Il importe de remarquer que des déviations semblables se produisent souvent aussi en l'absence d'une source qui émette des particules α ; Rutherford et Geiger ont attribué cet effet à la radioactivité naturelle des parois du cylindre et ont cru en être quittes en réglant le potentiel ou la pression de façon à les faire disparaître. Les auteurs de ce mémoire trouvent cependant que, dans des conditions appropriées, il n'est pas possible de faire le départ entre ces « déviations naturelles » et les déviations produites par les particules α ; bien plus, le système peut être réglé de telle façon que les déviations spontanées cessent tout juste de se produire, mais qu'elles apparaissent de nouveau lorsqu'on approche une source ionisante quelconque; le rôle de cette source consiste alors uniquement à amorcer les petites décharges saccadées qui correspondent aux déviations naturelles. Il est évident qu'en faisant agir les rayons α sur un système réglé de cette manière, on n'a aucune preuve de ce que les déviations observées soient réellement dues aux particules α individuelles. La même objection s'applique à plus forte raison au travail récent de Geiger (¹), où les particules α et β sont comptées à l'aide des décharges d'une pointe qu'elles servent à amorcer.

L'apparition des décharges spontanées quasi périodiques, la fréquence et l'intensité avec lesquelles elles ont lieu, dépendent d'une foule de circonstances, telles que la pression du gaz, le potentiel appliqué, la sensibilité de l'électromètre employé, enfin l'état de la surface interne de la chambre d'ionisation. Mieux la surface

(¹) *Le Radium*, t. X, p. 316-318; 1913.

est polié et plus il est difficile de provoquer les déviations spontanées ; on agit dans le même sens si l'on prend soin de rendre le fil axial bien centré et droit. La supposition la plus plausible que l'on puisse faire sur la nature de ces décharges consiste à y voir un effet de saillies ou d'aspérités présentes sur la surface du cylindre ou du fil. Toute saillie favorise évidemment l'apparition anticipée de la décharge, en augmentant localement la densité électrique ; comme la masse du gaz dans lequel cette décharge peut se produire est faible, la distribution des ions dans le volume correspondant varie continuellement ; si le potentiel est presque suffisant pour la décharge, cette distribution peut, de temps à autre, devenir telle que les conditions de l'ionisation par choc se trouvent momentanément remplies, et le courant passe pour cesser aussitôt après. C'est ainsi qu'un régime peut s'établir dans lequel les décharges se suivent avec l'aspect d'un phénomène périodique.

L. KOLOWRAT.

J. STARK. — Remarque sur une communication de MM. E. Wagner et J. Kutschewski : *Feldkanalstrahlen* (1). — P. 47-48.

Réclamation de priorité. Stark a étudié les rayons-canaux secondaires (*Feldkanalstrahlen*) bien avant Wagner et Kutschewski ; l'une des méthodes qu'il a employées est semblable à celle de ces auteurs (2).

M. BARRÉE.

P. DEBYE. — Interférence des rayons de Röntgen et agitation thermique. — P. 69-95.

Bien que la théorie simplifiée de l'influence de l'agitation thermique sur l'interférence des rayons de Röntgen n'ait pas encore été vérifiée expérimentalement, l'auteur la reprend dans ce mémoire en renonçant aux deux hypothèses de l'indépendance des atomes les uns par rapport aux autres et de la possibilité de ne pas introduire les quanta d'énergie et de se contenter de l'équipartition.

L'auteur effectue les calculs en supposant successivement qu'il y a

1) Voir ce volume, page 245.

2) J. STARK, *Ann. de Phys.*, 13, p. 389, 1904 ; *Phys. Zeitsch.*, 11, p. 171, 1910. *J. de Phys.*, 5^e série, t. IV. (Mai 1914.)

ou qu'il n'y a pas d'énergie au zéro absolu. Il rend les formules calculables au moyen de quelques approximations.

L'agitation thermique n'a pas d'influence sur la netteté des maxima d'interférence, mais agit sur leur intensité. Cette intensité diminue exponentiellement : 1° quand la température s'élève; 2° quand l'écart angulaire entre la direction du faisceau incident et la direction de l'observation augmente; 3° quand la longueur d'onde diminue.

L'exposant de cette fonction exponentielle s'annule au zéro absolu si l'énergie y est nulle, il garde une valeur finie si elle ne l'est pas; l'aspect des courbes représentant l'énergie en fonction de l'angle d'écart aux diverses températures permettra donc de décider s'il existe de l'énergie au zéro absolu.

L'intensité d'interférence s'accompagne d'une intensité diffusée qui est maximum là où la première est la plus faible.

Les phénomènes peuvent se calculer numériquement d'une manière approchée si l'on a des données suffisantes sur la variation des chaleurs spécifiques avec la température.

CARL BERGHOLM. — Biréfringence des couches métalliques obtenues par pulvérisation cathodique. — P. 1-23.

L'auteur applique la méthode de Brace⁽¹⁾ à la mesure de la biréfringence de ces lames. Cette méthode repose sur l'interposition d'un mica $\frac{\lambda}{100}$ couvrant la moitié du champ. L'auteur calcule d'une manière différente de M. Brace les résultats des mesures. Elles ont porté sur des couches d'argent, de platine, de palladium, de bismuth, de cuivre et d'or. Le rapport des différences de phase correspondant à deux couleurs est égal au rapport inverse de leurs indices. L'hypothèse de Rumpelts est donc inexacte. L'auteur croit que la biréfringence est due à une forme ellipsoïdale des particules métalliques.

P. JOB.

CHR. FÜCHTBAUER et W. HOFMANN. — Sur l'intensité maxima, l'amortissement et la distribution vraie de l'intensité des raies de séries dans les spectres d'absorption. — P. 96-134.

On sait que d'après la théorie de Drude, si l'on désigne par n l'indice de réfraction d'une substance, par κ son coefficient d'ab-

(1) *Phys. Rev.*, XVIII, 70; 1904.

sorption, par ν_0 la fréquence correspondant à une bande d'absorption étroite de la substance, par N le nombre par unité de volume des électrons de masse m et de charge e qui entrent en jeu dans le phénomène de l'absorption, par ν' la constante d'amortissement de ces électrons, on a :

$$n_x = \frac{\rho \nu'}{2n_0 \nu_0 (4\mu^2 + \nu^2)},$$

n_0 étant la valeur de n pour $\nu = \nu_0$, ρ étant égal à $4\pi N e^2$ et μ à $\nu - \nu_0$. Si on désigne par $(n_x)_m$ la valeur de n_x correspondant au maximum de l'absorption, on a alors :

$$(n_x)_m = \frac{\rho}{m_0 \nu_0'}$$

Les auteurs se sont proposés de déterminer $(n_x)_m$, ν' et la variation de n_x à l'intérieur des raies d'absorption de la série principale du cæsium.

Pour obtenir des valeurs qu'on puisse reproduire à volonté de l'absorption maximum et de l'amortissement, ils ont opéré sur du cæsium contenu dans des tubes de verre chauffés à une température uniforme.

Ils ont obtenu les résultats suivants :

1° La demi-largeur des raies d'absorption, caractérisée par la valeur de la constante d'amortissement ν' , est sensiblement la même pour les deux raies de chaque doublet du cæsium. Son accroissement avec la pression mesuré jusqu'à 30 atmosphères se fait conformément à la théorie des chocs de Lorentz.

2° L'absorption maxima est inversement proportionnelle à la pression et par suite le nombre des particules vibrantes est indépendant de la pression. Elle est 4 fois plus forte pour la raie 3877 que pour la raie 3889 du doublet violet du cæsium et 3 fois plus forte pour la raie 4553 que pour la raie 4593 du doublet bleu.

3° La distribution de l'intensité devient dissymétrique quand la pression s'élève : l'absorption décroît plus vite du côté du violet que du côté du rouge.

N. v. LAUE. — Sur la théorie de la formation des images optiques. — P. 165-168.

L'auteur donne, pour l'équivalence entre les objets lumineux et les objets non lumineux par eux-mêmes au point de vue de la formation

des images, une condition plus générale que celle de Mandelstam⁽¹⁾ et qui ne suppose rien sur la structure de l'objet. Dans le cas d'un objet non lumineux par lui-même, le rayonnement qui tombe sur l'objet doit être le même dans toutes les directions, comme si celui-ci était enfermé dans une enceinte à parois parfaitement noires et de même température. Dans le cas d'un objet lumineux par lui-même, celui-ci doit rayonner comme s'il était à la même température que les parois du cas précédent.

F. CROZE.

GEORG PAECH. — Sur l'influence des gaz sur l'effet photoélectrique des métaux. T. XLIII, 1914, p. 135-164.

Ces expériences faites sur le platine, comparées à celles que fit Ullmann⁽²⁾ sur le zinc, montrent une influence sélective des gaz sur l'effet photoélectrique des métaux ; c'est ainsi que dans les deux cas la sensibilité photoélectrique est respectivement de plus en plus grande dans les atmosphères d'hydrogène, d'air et de gaz carbonique — et qu'en outre de petites quantités de vapeur d'eau suffisent pour rendre plus grand l'effet photoélectrique.

En mélangeant à l'air diverses vapeurs de constante diélectrique K différentes, on trouve que la sensibilité photoélectrique varie dans le même sens que K ; expériences faites avec alcool méthylique, acétone, chloroforme et benzène (le mélange s'obtenait en faisant barboter l'air dans le liquide).

D'autres expériences faites sur des gaz purs conduisent au même résultat ainsi que le montre le tableau suivant :

	AzH^3	$(\text{CH}^3)^2\text{O}$	C^2H^4
$(K - 1) \cdot 10^3$	7,1	7,4	1,4
Rapport de la sensibilité photoélectrique à celle de l'air.....	4,79	2,47	1,80

Il semble donc exister une relation entre K et la sensibilité photoélectrique ; des expériences plus précises de l'auteur sont en cours sur ce sujet.

L. LETELLIER.

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, I, p. 340 ; 1911.

(2) ULLMANN, *Ann. der Phys.*, XXXII, p. 1-48 ; 1910.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XIV ; 1913.

H. FASSBENDER et L. HUPKA. — Courbes d'aimantation à haute fréquence dans des tôles très minces en fonction de l'épaisseur de la tôle (Influence de l'effet pelliculaire). — P. 1042-1043.

Les tôles étudiées avaient $0^{\text{mm}},03$, $0^{\text{mm}},06$ et $0^{\text{mm}},10$ d'épaisseur. Les éprouvettes avaient la forme d'anneau et le champ magnétisant à haute fréquence était obtenu en plaçant l'enroulement magnétisant dans un circuit secondaire accordé sur l'harmonique fondamentale des oscillations de second ordre produites par un système d'arc de Poulsen.

On relevait au moyen d'un tube de Braun les figures de Lissajous ayant pour abscisses l'intensité du courant magnétisant et pour ordonnées la différence de potentiel aux bornes de l'enroulement, courbes qui permettaient par intégration de déterminer l'induction dans le fer pour une valeur donnée du champ magnétisant.

Les expériences ont été faites pour des champs maximum de 30 gauss et pour des fréquences de 30 700, 55 600, 89 700 et 132 000.

Tandis que les figures de Lissajous pour les tôles de $0^{\text{mm}},03$ sont à peu près identiques à celles du fer à basse fréquence, l'effet pelliculaire leur donne pour les tôles de $0^{\text{mm}},06$ la forme d'une ellipse. Il est curieux de noter que, pour les tôles de $0^{\text{mm}},10$, la forme est intermédiaire entre celle correspondant aux tôles de $0^{\text{mm}},03$ et de $0^{\text{mm}},06$.

Il ne faut pas oublier, si on veut comparer entre eux les résultats obtenus, que, pour les tôles les plus minces, la partie superficielle du métal modifiée par le laminage n'est pas négligeable devant l'épaisseur totale, mais qu'en haute fréquence, par suite de l'effet pelliculaire, c'est également dans cette couche que se trouvent une grande partie des lignes de force.

W. BURSTYN. — Fonctionnement des arcs au mercure et des redresseurs à mercure soumis à des oscillations électriques rapides. — P. 1069.

A propos du travail de Busch, l'auteur rappelle qu'il s'est

(¹) *Ann. d. Physik*, XLII, 397 ; 1913.

occupé de ces questions en 1906 et que, dans un brevet allemand, il avait indiqué la possibilité d'employer l'arc au mercure comme détecteur.

R. JOUAUST.

HAUSRATH. — Modèles d'onde de torsion. — P. 1045-1047.

Critique des dispositifs de Julius et de Barkhausen ⁽¹⁾; description de deux modèles construits par l'auteur.

Le premier, analogue aux précédents, utilise comme système oscillant un mince ruban d'acier tendu entre deux chaînes à anneaux ronds et lisses; ses deux extrémités sont ainsi comme libres. On peut d'ailleurs les fixer à volonté et reproduire un assez grand nombre de phénomènes relatifs à l'émission et à la propagation des ondes électriques.

Le second utilise une forte corde de piano suspendue horizontalement, par des ressorts régulièrement espacés, à l'arête médiane d'un fer à T; elle est guidée par des couples d'anneaux dans lesquels elle peut rouler sans frottement appréciable; entre les deux anneaux de chaque couple est vissée sur une partie de la corde, aplatie à la lime, une plaque de fer rectangulaire formant pendule; pour amortir, on fait plonger ces pendules dans une cuve pleine d'eau; leurs mouvements sont rendus visibles par des disques de carton fixés à une aiguille à tricoter qui les traverse à leur partie supérieure; les pendules des extrémités sont soudés et non vissés. La coexistence des forces de torsion et de pesanteur permet d'employer ce second modèle à montrer la différence entre l'action à distance d'un champ statique et d'un champ de radiation (déviation permanente ou oscillation de l'un des pendules extrêmes).

P. LUGOL.

G.-W. OSEEN. — Oscillations électriques d'un anneau mince. — P. 1122-1126.

Les travaux de Pocklington, de lord Rayleigh ⁽²⁾ et de l'auteur ont montré que, dans le cas d'un anneau constitué d'un métal infiniment conducteur, les oscillations propres de l'anneau comportaient une série d'oscillations faiblement amorties et une série d'oscillations fortement amorties.

⁽¹⁾ *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 1012; 1913.

⁽²⁾ *Physikalische Zeitschrift*, t. XIII, p. 842; 1912.

D'autre part, des expériences récentes de Lindemann (1) ont montré qu'un anneau de fer constituait un meilleur écran électrique qu'un anneau de cuivre.

Ces expériences ont engagé l'auteur à étendre ses calculs au cas d'un métal de perméabilité assez élevée, et il arrive à cette conclusion que, pour les métaux ayant comme le fer, pour les fréquences envisagées, une perméabilité de l'ordre de 100, il n'est plus possible de les considérer comme parfaitement conducteurs. Il faut, dans les formules, introduire la valeur finie de la résistivité.

GOTTHELF LEIMBACH. — Sur la diminution de l'amortissement dans l'oscillateur de Hertz ou l'antenne de Marconi (Réponse aux remarques de M. Gustave Mie sur mon travail : « La production d'énergie par les émetteurs de petite longueur d'onde »). — P. 1126-1129.

Mie n'a pas admis qu'il y eût analogie entre le dispositif indiqué par l'auteur et celui indiqué par Settnik(2).

L'auteur répond à ces arguments en envoyant les résultats de quelques nouvelles expériences.

R. JOUAUST.

D.-A. GOLDHAMMER. — Théorie des chaleurs spécifiques. — P. 1185-1189.
Rayonnement calorifique dans les corps allotropes. — P. 1188-1189.

L'énergie interne d'un corps solide est donnée par la formule :

$$E = \int_0^{\nu_{\max}} N \frac{h\nu}{e^{kT} - 1} d\nu,$$

où $Nd\nu$ représente le nombre de fréquences propres comprises dans l'intervalle $d\nu$. Debye, aussi bien que Born et Karman, ont, pour obtenir N , effectué des calculs longs et pénibles. L'auteur, s'inspirant de la méthode suivie par Rayleigh et Jeans dans la théorie du rayonnement, indique une voie beaucoup plus simple pour arriver à la valeur :

$$E = \frac{3 \cdot 4\pi V}{C_m^3} \int_0^{\nu_{\max}} f(\nu) \nu^2 d\nu,$$

(1) *Annalen der Physik*, t. XLII, p. 30; 1913.

(2) *J. de Phys.*, t. 1, p. 407; 1911.

où

$$f(\nu) = \frac{h\nu}{e^{kT} - 1}.$$

L.-S. ORNSTEIN. — Optique des réseaux dans l'espace. — P. 1229-1231.

L'auteur avait précédemment pensé que, pour qu'il y ait réflexion sur un plan réticulaire, il fallait que la densité réticulaire y fût assez grande. L'expérience a vérifié cette prévision. L'intensité des taches d'interférence augmente avec la densité réticulaire du plan correspondant. L'auteur explique théoriquement ces résultats.

Compte rendu sommaire du 20^e congrès de chimie physique appliquée de la Société allemande, de Burisen. — P. 1243-1247.

M. V. LAUE. — Optique des réseaux dans l'espace. — P. 1286-1287.

Remarques à propos de l'article de M. Ornstein.

P. JOB.

ERNEST DIPPEL. — Relation entre la chaleur spécifique ou le point de fusion de certains alliages et leur histoire thermique antérieure. — Relation des propriétés magnétiques des alliages d'Heusler et de leur traitement thermique. — P. 889-902.

Heusler a montré que l'hystérésis des bronzes magnétiques riches en cuivre varie suivant la façon dont on a refroidi ces alliages. F. Richarz a émis l'hypothèse que, par refroidissement lent, les molécules se rassemblent en complexes, ce qu'elles n'ont pas le temps de faire si le refroidissement est rapide. Si cette hypothèse est exacte, les premiers alliages doivent avoir une chaleur spécifique plus faible que les seconds. C'est ce que l'auteur vérifie pour les alliages Bi, Pb (la chaleur spécifique déterminée au calorimètre à glace varie de 0,30363 à 0,36681), puis pour un alliage à 14,25 0/0 de Mn, 10,13 d'Al et 75,6 de cuivre contenant un peu de fer. De même les alliages recuits ont une chaleur spécifique inférieure à celle des alliages trempés, et le point de fusion s'abaisse si l'on recuit l'alliage et qu'on le maintienne très peu de temps en fusion. Cependant la chaleur spécifique des alliages d'Heusler recuits augmente tout d'abord avant de diminuer. Cette anomalie tient peut-être à l'existence des magnétons ou de corpuscules magnétiques analogues.

M. PLANCHEREL. — Démonstration de l'impossibilité d'un système mécanique ergodique. — P. 1061-1063.

GEORG THOMAS. — Action hydrodynamique sur deux sphères d'une masse d'air en vibration. — P. 1079-1098.

Ce travail a été entrepris pour vérifier si, comme l'avait annoncé Cook, aux actions hydrodynamiques se superposent des forces de frottement; d'après Cook, ces forces pourraient pour de petites distances transformer une attraction hydrodynamique en répulsion et réciproquement.

La méthode de mesure est analogue à celle qu'a employée Zerno⁽¹⁾.

Les faits se passent exactement comme le prévoit l'hydrodynamique, les forces de Cook n'existent pas; enfin les forces hydrodynamiques sont proportionnelles au carré de la vitesse maximum du gaz.

W. ESMARCH. — Passage des ondes électromagnétiques dans les milieux dispersifs. — P. 1237-1272.

Soit une onde plane se propageant dans un milieu où des électrons peuvent vibrer; si l'on découpe le milieu en tranches parallèles à l'onde, chaque couche émettra, sous l'action du champ de l'onde incidente, deux ondes secondaires de sens opposés. La première, de même sens que l'onde incidente, s'ajoute à elle pour former l'onde qui traverse le milieu; l'autre, de sens contraire, constitue l'onde réfléchie.

L'auteur donne deux méthodes de calcul de ces ondes, l'une plus simple, l'autre plus générale; elles permettent d'obtenir l'onde réfléchie sans conditions aux limites.

L'onde réfléchie prend naissance dans toute l'étendue du milieu et pas seulement à la surface de séparation. Sa phase et son énergie se propagent en sens inverse, c'est pourquoi elle paraît provenir de la surface seule de séparation; cela se produit chaque fois que les vecteurs électrique et magnétique ne sont pas égaux sur les ondes observées.

(1) *Ann. d. Phys.*, 26-79; 1908.

C.-E. BLOM. — Calcul des fréquences. Relation entre les constantes élastiques et thermiques des éléments solides. — P. 1397-1416.

Comparaison des formules de fréquence d'Einstein, de Lindemann, d'Alterthum, de Benedicks. Aucune ne correspond exactement à la réalité. Discussion. Périodicité des constantes élastiques des éléments. Cas des composés : relation entre la dureté et les chaleurs spécifiques.

M. v. LAUE. — Influence de la température sur les phénomènes d'interférence des rayons de Röntgen. — P. 1561-1571.

Grâce aux travaux de Debye, l'auteur peut développer une théorie de l'influence de la température sur la forme des taches d'interférence.

1° Réseau cubique.

Contrairement à une hypothèse émise par l'auteur, l'agitation thermique n'a aucune influence sur la forme des taches.

2° Réseaux plus compliqués.

L'agitation thermique a pour effet de favoriser la réflexion sur les plans de grande densité réticulaire (conforme à l'hypothèse de W. et L. Bragg).

P. JOB.

B. GUTENBERG. — Sur la constitution intérieure du globe d'après les observations sismologiques. — P. 1217.

Suite d'un article précédent ⁽¹⁾. L'étude de la vitesse de propagation des premières ondes longitudinales, et du rapport des intensités des ondes longitudinales directes et réfléchies une fois, confirme les résultats antérieurs : la Terre est formée d'un noyau possédant un rayon de 3.500 kilomètres, d'une couche intermédiaire plus ou moins homogène et d'une écorce épaisse de 1.200 kilomètres.

L. EBLÉ.

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. II, p. 256; 1912.

W. DE SITTER. — Sur la précision avec laquelle on peut considérer que la vitesse de la lumière est indépendante de la vitesse de la source. — P. 1267.

L'auteur répond aux critiques de P. Guthnick⁽¹⁾ et de E. Freundlich⁽²⁾. Si u est la vitesse de la source lumineuse, c la vitesse de la lumière quand la source est au repos, la vitesse de la lumière dans la direction du mouvement de la source est :

$$v = c + ku.$$

D'après Lorentz, $k = 0$; d'après Ritz, $k = 1$. L'auteur montre que l'observation des étoiles doubles spectroscopiques, par exemple de β Cocher, dont la parallaxe est connue, donne pour limite supérieure du coefficient k la valeur 0,002.

J. KOENIGSBERGER et K. VOGT. — Un nouveau type de spectre d'absorption. P. 1269-1271.

Le spectre d'absorption de la vapeur de tartrazine présente des particularités remarquables.

1° Ce n'est pas un spectre de bandes, mais un spectre de lignes composé de sept raies principales, qui vont en se resserrant vers les courtes longueurs d'onde et d'un grand nombre d'autres raies plus faibles. L'ensemble ressemble d'assez près aux spectres des nébuleuses ;

2° A la température ordinaire, les raies faibles sont fines et sombres (type I); les raies fortes se détachent nettement en sombre sur un fond continu, dont le dégradé s'étend davantage vers le rouge pour certaines raies et vers le violet pour d'autres (type II).

A 35°, on voit apparaître sur le côté le plus étendu du fond continu, à 1 Å de la raie sombre, une raie brillante (type III). Si la température, et par suite la densité de la vapeur augmentent encore, la raie sombre primitive disparaît, et la raie brillante reste seule entourée d'un fond continu sombre symétrique (type IV). Le fond continu ne peut d'ailleurs pas être résolu en raies avec le pouvoir de résolution du réseau employé.

En faisant décroître la température ou la densité de la vapeur, on

(1) *Astrop Nachr.*, CXCV, p. 265.

(2) *Phys. Zs.* XIV, 835.

repassé graduellement du type IV au type I, même pour les raies principales.

3° Les raies brillantes n'apparaissent pas telles par un simple effet de contraste, car des mesures photométriques ont montré qu'elles sont plus brillantes que le fond continu qui les entoure. D'autre part, elles sont moins brillantes que le spectre de la source lumineuse. S'il y a là un effet de résonance, il faut remarquer que la fluorescence ne s'observe que dans la direction du faisceau incident de lumière excitatrice, et non dans toutes les directions, comme pour les phénomènes étudiés par Wood.

C. RUNGE et F. PASCHEN. — L'oxygène dans le Soleil. — P. 1267-1269.

Geiger ⁽¹⁾ avait obtenu dans le spectre de l'arc entre électrodes de fer trois raies dont les longueurs d'onde coïncidaient avec celle du premier triplet de la série principale de l'oxygène. Runge et Paschen montrent que ces raies appartiennent non au fer, mais à l'oxygène. En effet, elles n'apparaissent dans le spectre d'arc du fer qu'au voisinage de la goutte d'oxyde de fer qui se produit sur l'anode en fer placée verticalement au-dessous de la cathode. On ne les obtient pas lorsque les électrodes sont en charbon, même en plaçant des morceaux de fil de fer sur l'anode, l'oxydation du fer étant empêchée par la présence de la vapeur de carbone. D'autre part, les intervalles des trois raies considérées, mesurés à l'échelle des fréquences, sont égaux à ceux des autres triplets de l'oxygène, aux erreurs de mesure près de l'ordre de 0,02 Å.

Comme la preuve de la présence de l'oxygène dans le Soleil donnée par Runge et Paschen est fondée sur la présence de ces raies-là dans le spectre solaire, il résulte de là que cette preuve n'est pas infirmée par les observations de Geiger.

G.-H. LIVENS. — Sur la variabilité des spectres d'absorption : III.
P. 1271-1272.

L'expérience montre que, d'une façon générale, si la température s'élève, l'absorption générale d'une substance augmente, ses bandes d'absorption s'élargissent et se déplacent vers le rouge.

(1) *Ann. d. Phys.*, XXXIV, p. 286 ; 1912.

L'auteur montre qu'on peut expliquer ces faits à partir de la théorie de Lorentz-Drude qu'il a déjà développée. Il suffit d'admettre que les molécules actives dans le phénomène de l'absorption sont celles qui sont, d'une façon quelconque, dans un état anormal et que l'élévation de la température augmente le nombre des molécules actives.

F. CROZE.

C. MAINKA. — Sur la fréquence des différentes périodes de l'agitation microsismique. — P. 1285.

L'auteur a signalé précédemment que les périodes de 3 et 4 secondes se rencontrent presque exclusivement pendant l'hiver, celles de 6 et 7 secondes pendant l'été, sur les diagrammes de Pulkowo et d'Irkoutsk. Il a vérifié depuis que les mêmes résultats se dégagent de l'étude des sismogrammes enregistrés à Hambourg. Ces périodes croissent du reste avec les amplitudes, qui sont particulièrement fortes pendant l'hiver.

L. EBLÉ.

85^e CONGRÈS DES SAVANTS ET MÉDECINS ALLEMANDS A VIENNE
DU 21 AU 28 SEPTEMBRE

COMMUNICATIONS ET DISCUSSIONS.

Séance commune aux sections de Physique, Chimie et Minéralogie.

M. v. LAUE (Zürich). — Interférence des rayons de Röntgen. — P. 1075-1079.

Résumé de l'état actuel de la question au point de vue théorique et expérimental.

W. FRIEDRICH (Münich). — Interférence des rayons de Röntgen.
P. 1079-1086.

Le spectre de Röntgen est continu (W.-H. et W.-L. Bragg, Moseley et Darwin); sur ce fond continu apparaît un spectre de raies dû à l'anticathode, et qui n'intervient pas dans les épreuves ordi-

naires. Il semble que, d'après la théorie de Laue, puisque le spectre est continu, il devrait y avoir un nombre infini de points d'interférence ; mais il n'en existe qu'un petit nombre, c'est qu'il n'y a plus interférence pour de trop grandes différences de marche.

Quand le temps d'exposition est assez grand, on voit apparaître des traits radiaux autour de la trace du rayon primaire : ce sont des spectres de réseau donnés par les couches moléculaires.

Le spectre des rayons de Röntgen a, du côté des petites longueurs d'onde, une limite qui dépend du cristal employé.

Tous ces phénomènes d'interférence donnent une relation entre la maille du réseau cristallin et la longueur d'onde des rayons X, mais ne permettent de calculer ni l'une ni l'autre de ces grandeurs.

G. TAMMANN (Göttingen). — Théorie du polymorphisme. — P. 1087-1098.

Le polymorphisme peut être dû à deux causes : soit à l'existence de molécules différentes, soit à la distribution de molécules identiques aux nœuds de réseaux différents. Si l'on appelle « groupe » l'ensemble des formes de la même molécule, les propriétés thermodynamiques, le volume, la chaleur de fusion, la compressibilité, la dilatation, donnent le moyen de reconnaître les formes hétéromorphes d'un même groupe ; il en est de même des courbes d'équilibre de ces formes avec d'autres phases.

On peut évaluer la grandeur moléculaire des solides à partir de la loi de la constance de la différence d'entropie dans la fusion :

$$M = \frac{13,5T_s}{r_p}$$

($T_{s\mu}$, température absolue de fusion ; r_p , chaleur de fusion pour 1 gramme), à condition que les changements de concentration moléculaire produisent une variation d'entropie négligeable devant la variation due à la seule fusion.

En particulier, les glaces 1, 2, 3, 5 et 6 sont isomères $[(H^2O)^3]$. Pour les liquides normaux, il n'y a pas changement de masse moléculaire par fusion.

RICHARD ZSIGMONDY (Göttingen). — Structure des gels. — P. 1098-1105.

Résumé de nos connaissances sur la structure gélatineuse ; exposé des travaux inédits d'Anderson sur les gels et en particulier sur la silice gélatineuse. Elle peut absorber un certain nombre de liquides, dont la tension de vapeur est abaissée par suite de phénomènes capillaires. L'étude de la courbe des tensions (variations soit pendant l'absorption, soit pendant l'évaporation du liquide), déjà faite pour l'eau par van Bemmelen, a été reprise pour l'eau, l'alcool et la benzine. Ces données permettent de calculer le rayon des tubes capillaires du gel de silice. On trouve des nombres très concordants dont la valeur moyenne est $2^{22},6$.

*Séance commune aux sections de Physique, Mathématiques
et Astronomie.*

A. KORN. — La question de l'unification internationale des concepts et des symboles principaux de la théorie du potentiel et de la théorie de l'élasticité. — P. 1105-1109.

Section de Physique.

A. KORN (Charlottenbourg). — L'électron considéré comme une particule pulsante avec un quantum de pulsation constant. — P. 1109-1112.

Une particule est « pulsante », quand son volume varie périodiquement. La considération de particules de ce genre a permis à Bjerknes d'expliquer les forces de gravitation.

On peut appliquer cette hypothèse aux électrons. L'auteur admet que la vitesse de pulsation reste constante et d'autant plus constante que la période est plus petite. Ce principe de la « conservation de l'individualité » apporte au principe de D'Alembert le complément nécessaire à une théorie mécanique de l'électricité d'accord avec les idées modernes sur le rayonnement.

R. POHL et P. PRINGSHEIM (Berlin). — Émission d'électrons par effet photoélectrique. — P. 1112-1114.

La limite vers les grandes longueurs d'onde de l'effet photo-

électrique présente des variations inexplicées de près d'une octave. Les actions chimiques des atomes voisins influent sur la position de la résonance de l'effet photoélectrique.

Dans la discussion, M. Hallwachs insiste sur ce fait que, quoique le vide soit très avancé, la couche gazeuse superficielle en contact avec le métal doit jouer un rôle considérable dans ces phénomènes.

J. FRANCK et G. HERTZ (Berlin). — Relation entre l'ionisation par choc et l'affinité des électrons. — P. 1114-1117.

Les propriétés particulières des gaz rares au point de vue de l'ionisation par choc ne tiennent ni à un libre parcours particulièrement grand, ni à une énergie d'ionisation particulièrement petite. Il faut donc admettre que, dans les gaz rares, les chocs des électrons contre les molécules sont parfaitement élastiques, pour des tensions inférieures à la tension d'ionisation. C'est ce qui se passe en effet pour l'hélium. On peut prévoir que la courbe intensité-tension présentera une série de paliers, et c'est bien ce que donne l'expérience.

CLEMENS SCHAEFER (Breslau). — Masse d'inertie des électrons en mouvement rapide (Recherches de M. Günther Neumann). — P. 1117-1118.

Ces recherches démontrent que, selon l'hypothèse de Lorentz-Einstein, les électrons subissent une déformation elliptique pour des vitesses comprises entre 0,4 et 0,8 fois celle de la lumière.

La valeur de $\frac{e}{m}$ est : $1,765 \cdot 10^7$ E. M. E.

CLEMENS SCHAEFER. — Problème de dispersion et d'absorption à deux dimensions (En collaboration avec M^{lle} H. Stallwitz). — P. 11-1119.

K.-F. HERZFELD (Vienne). — Nombre des électrons libres dans les métaux. P. 1119-1122.

L'auteur applique aux électrons le calcul de la variation de tension de vapeur d'un solide. Il trouve que le nombre d'électrons est environ $\frac{1}{600}$ du nombre d'atomes à 0°.

La formule obtenue est :

$$n = 2,3 \cdot 10^{15} a V_0 e^{-\frac{L_0}{RT}}$$

L. FLAMM (Vienne). — Mesure des substances radioactives dans le condensateur à plateau avec anneau de garde. — P. 1122-1125.

Théorie de l'appareil. Il doit permettre de se passer de solutions normales de radium et de faire des mesures directes.

ARTHUR SZARVASSI (Brünn). — Électrodynamique de la décharge par l'arc et l'étincelle. — P. 1126-1127.

A. KORN (Charlottenbourg). — Transmission télégraphique des vues cinématographiques. — P. 1127-1129.

H. GEIGER (Charlottenbourg). — Exposé d'une méthode simple pour le dénombrement des particules α et β . — P. 1129.

Les rayons α ou β pénètrent dans une chambre d'ionisation en laiton portée au potentiel de 1.200 volts. Ils provoquent la charge d'une pointe d'ébonite, reliée à la terre par l'intermédiaire d'un électromètre et d'une résistance convenable. Chaque particule provoque un saut de l'électromètre.

O. LEHMANN. — Liquation (*Quellung*) des cristaux liquides. — P. 1129-1134.

Après avoir résumé nos connaissances sur la structure de la matière, l'auteur expose ce phénomène. Un tube capillaire contenant des cristaux liquides d'oléate d'ammoniaque, plonge dans de l'eau ammoniacale. L'eau pénètre peu à peu, par hydratation, dans la masse, dont la double réfraction diminue de moitié environ. En même temps la masse s'écoule en forme de cylindres terminés par des demi-sphères.

V.-F. HESS (Vienne). — Quelques faits nouveaux à propos des mesures de radioactivité par la méthode des rayons γ . — P. 1135-1141.

I. Modification de l'appareil de Wulf⁽¹⁾.

Pour des mesures absolues, le rayonnement secondaire provoqué par tous les obstacles est une cause d'erreur ; pratiquement, il suffit, pour que les mesures soient possibles, que la préparation et l'appareil soient à plus de 2 mètres des murs de la salle.

⁽¹⁾ *Phys. Zeit.*, XI, p. 152; 1909; XIII, p. 1804; 1912.

J. de Phys., 5^e série, t. IV. (Mai 1914.)

L'appareil permet de faire des mesures relatives, demi-relatives à 5 pour 1.000 près, sans appareil de comparaison, enfin, des mesures absolues.

II. Méthode de compensation pour la détermination rapide de préparations radioactives par la méthode des rayons γ .

Électroscope à indications proportionnelles à l'ionisation.

BENNDORF (Graz), DORNO (Davos), HESS (Vienne), v. SCHWEIDLER (Innsbrück), WULF (Valkenburg). — Quelques résultats de mesures simultanées des radiations très pénétrantes existant dans l'atmosphère. (Communiqué par Th. Wulf.) — P. 1141-1144.

Ces radiations ne paraissent pas dues à une cause extra-terrestre. Les variations diurnes semblent dues à des causes locales.

ALBERT WIGAND (Halle-a.-S.). — Extrémité ultra-violette du spectre solaire à diverses hauteurs jusqu'à 9.000 mètres. — P. 1144-1148.

Étude spectrographique des radiations ultra-violettes à Halle (100 mètres) et en ballon libre (hauteur maxima 9.000 mètres). L'extrémité ultra-violette reste la même aux grandes altitudes (2896,0); l'extrémité du spectre ultra-violet de la lumière diffusée par le ciel est également la même.

G. LUTZE (Halle-a.-S.). — Relations entre les variations de la chute de potentiel atmosphérique et les perturbations aéroélectriques de la télégraphie sans fil : observations sur le sol et en ballon libre. — P. 1148-1151.

Les perturbations rapides de la chute de potentiel atmosphérique ont souvent le caractère d'oscillations de haute fréquence. Ces perturbations locales sont considérées comme perturbations de réception aéroélectrique par la télégraphie sans fil. Les perturbations de réception diminuent quand l'altitude augmente, sauf dans les nuages où elles augmentent.

G. LUTZE. — Extension des ondes électromagnétiques de la télégraphie sans fil, le long de la surface de la terre : Observations en ballon libre. — P. 1151-1153.

Il y a des ondes de surface (Sommerfeld).

WERNER KOLHÖRSTER (Halle-a.-S.). — Mesures des radiations pénétrantes en ballon libre à de grandes altitudes. — P. 1153-1156.

L'intensité de ces radiations augmente avec l'altitude (altitude maximum, 6.000 mètres). Il semble que leur origine soit extra-terrestre (conclusion opposée à celle de Benndorf, Dorno, Hess, Schweidler et Wulf).

E. EVERLING (Halle-a.-S.). — Observation et théorie des colonnes lumineuses produites par réflexion. — P. 1156-1157.

H. DEMBER. — Production de rayons de Röntgen mous. — P. 1157-1161.

Pour trouver l'énergie nécessaire pour provoquer une impulsion de Röntgen, il faut chercher la plus petite différence de potentiel pouvant produire ces rayons. On obtient les rayons les plus mous par effet photoélectrique sur une cathode de potassium. La limite est de 16,9 volts; la longueur d'onde correspondante ($\epsilon V = h\nu$) est de 74,5 $\mu\mu$, elle est très peu au delà de l'extrémité ultra-violette du spectre lumineux. La fréquence correspondante se trouve dans les limites des fréquences propres des gaz et n'est pas en contradiction avec les tensions de polarisation.

H. GERDIEN (Berlin). — Anémomètre Siemens et Halske A.-G.
(En collaboration avec le D^r R. Holm). — P. 1161-1164.

Cet anémomètre est basé sur des mesures de résistance électrique.

CHR. FUCHTBAÜER et CURT. SCHELL (Leipzig). — Méthodes d'étude quantitative des raies d'absorption, en particulier, des raies du sodium. — P. 1164-1168.

Les mesures sont faites sur un tube rempli d'azote et complètement plongé dans le four.

Pour les deux raies du sodium, l'intervalle de fréquence pour lequel l'absorption est réduite de moitié à partir de sa valeur maxima est le même. Ces deux raies ont donc même coefficient d'amortissement.

Cet amortissement permet de calculer le rapport du nombre d'atomes au nombre d'électrons dans un même volume ; ce rapport est égal à 7,3.

CHR. FUCHTBAÜER et W. HOFMANN. — Intensité maxima, amortissement et répartition vraie de l'intensité des raies d'absorption du cæsium. — P. 1168-1172.

Un mémoire détaillé paraîtra à ce sujet dans les *Annalen der Physik*.

LÉON SCHAMES (Franckfort-s.-M.). — Équation d'état, diagramme d'état et hypothèse d'association. ⁽¹⁾ — P. 1172-1175.

L'hypothèse de l'association des molécules donne une équation d'état réduite :

$$\left(\omega \frac{C}{C_k} - \frac{1}{3}\right) \left(\pi + \frac{3}{\omega^{2\theta}} \frac{C_{-1}}{C_{k-1}}\right) = \frac{8}{3} \theta,$$

qui ne présente plus avec l'expérience les contradictions de celle de Van der Waals. Elle conduit à la conception de « liquide parfait », auquel la loi de Van der Waals sur les tensions de vapeur :

$$\log \pi = \left(1 - \frac{1}{\theta}\right) f,$$

s'applique, mais qui n'obéit pas à la règle du diamètre rectiligne. Cette loi de Van der Waals donne les conditions d'existence de l'état réellement liquide ; elle conduit à modifier le diagramme d'état ; cette modification rend très probable l'existence du point critique liquide-solide, niée par Tammann (pour CO², la pression critique serait de l'ordre de 7.300 ; pour l'eau, de 200.000 atmosphères).

M. TRAUTZ (Heidelberg). — A propos des chaleurs spécifiques. P. 1176-1178.

L'auteur émet l'hypothèse qu'un gaz en équilibre de température est constitué par deux isomères en équilibre. Cette hypothèse con-

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. II, p. 785 ; 1912 ; et t. III, p. 67 ; 1913.

duit pour les chaleurs spécifiques à des conséquences conformes à l'expérience. Y a-t-il là plus qu'une coïncidence ?

PAUL CERMAK (Giessen). — Mise en évidence de l'effet Peltier à haute température. — P. 1178-1179.

Deux fils de substances différentes (fer-constantan, platine-platine rhodié, filament Nernst, platine), sont soudés l'un à la suite de l'autre.

L'endroit où la luminosité est la plus grande n'est pas le même selon que le courant passe dans un sens ou dans l'autre.

Section d'Enseignement scientifique.

P. SPIES (Posen). — Appareil pour figurer le mouvement des électrons dans le phénomène de Zeeman. — P. 1179.

*Séance commune aux sections de Physique,
Chimie et Minéralogie.*

E. WAGNER (Münich). — Contribution à l'étude expérimentale de l'interférence des rayons de Röntgen. (En collaboration avec R. Glocker.) — P. 1232-1236.

L'auteur a comparé le diagramme obtenu par le passage d'un faisceau de rayons X à travers un cristal de sel marin, avec le diagramme obtenu par le passage d'un faisceau ayant déjà traversé un cristal de même nature et qui doit être monochromatique. L'expérience vérifie qualitativement et quantitativement l'hypothèse de l'interférence. Elle semble confirmer une hypothèse de M. M. Bragg sur le réseau cristallin cubique du sel, qui ne serait pas le réseau le plus simple.

Section de Physique.

R. SEELIGER (Berlin). — Double couche électrique sur les surfaces métalliques dans le vide. — P. 1237-1238.

Elle n'existe pas si le métal est pur et la surface propre.

W. GAEDE. — Nouvelle pompe à pistons pour vide poussé. — P. 1238-1240.

Elle se compose de trois pompes superposées; on évite que l'huile ne dégage de la vapeur d'eau; on peut obtenir $0^{\text{mm}},00003$.

Nouveau dispositif mettant en évidence la charge négative des rayons X (pour expériences de cours).

F. NEESEN (Berlin). — Essais de la station centrale de recherches scientifiques et industrielles à Neu Babelsberg, sur les précautions à prendre contre la foudre dans les usines d'explosifs. — P. 1240-1242.

A. EINSTEIN (Zürich). — État actuel du problème de la gravitation.
P. 1249-1266.

Sections de Physique, Mathématiques et Astronomie.

Einstein expose deux théories : l'une (Nordström) reste sur le terrain de la théorie ordinaire de relativité. Cette théorie scalaire conduit à des relations simples, mais n'a pas pour conséquence la relativité de l'inertie. Dans l'autre, on élargit le concept de relativité, en l'étendant aux systèmes animés d'un mouvement uniformément varié; on aboutit à des équations compliquées; mais les hypothèses sont peu nombreuses, et la relativité de l'inertie est une conséquence de la théorie. La seconde théorie seule exige que la lumière soit déviée par les corps pesants; l'expérience décidera.

Discussion assez vive entre Mie, Einstein, Jaeger, Born, etc.

85^e CONGRÈS DES SAVANTS A VIENNE

SECTION DE PHYSIQUE

F. JENTZSCH (Wetzlar Giessen). — Observations à l'aide d'un microscope binoculaire. — P. 56-62.

V. LAUE et J. STEPH. VAN DER LINGEN. — Recherches expérimentales sur l'effet Debye. — P. 75-77.

Vérification expérimentale qualitative de la théorie de Debye sur l'influence de la température sur les phénomènes d'interférence des rayons de Röntgen (NaCl entre -190° et 400°).

W.-LAWRENCE BRAGG. — Remarques sur les figures d'interférence des cristaux hémédriques. — P. 77-79.

Les photogrammes font apparaître l'hémiedre de la pyrite et pas celle de la blende. C'est que, dans ce dernier cas, l'hémiedrie est due à un axe polaire et qu'elle n'a pas d'influence sur la réflexion des rayons de Röntgen.

E. SCHRODINGER. — Netteté des figures d'interférence des rayons de Röntgen. — P. 79-86.

Debye a calculé l'influence de l'agitation thermique sur les phénomènes d'interférence en se basant sur la formule « monochromatique » d'Einstein; l'auteur fait un calcul analogue avec le modèle plus exact de Born et Kármán; il se borne au cas d'un réseau plan et suppose que le théorème de l'équipartition s'applique.

Voici ses conclusions : Les figures d'interférence s'élargissent et s'estompent à mesure que la température s'élève. Leur largeur est proportionnelle à la température absolue. L'intensité au centre d'une tache est en raison inverse de la température absolue. L'intensité totale est indépendante de la température.

Ces conclusions s'appliqueront sans doute au réseau dans l'espace, au moins pour les températures suffisamment élevées pour que les quanta d'énergie n'interviennent pas dans le calcul de la probabilité d'une configuration donnée.

K. KILCHLING. — Contribution à la théorie et au calcul des électrons et des ions optiques. — P. 88-96.

L'auteur a recalculé avec des données numériques meilleures la valeur de $p \frac{e}{m}$ (p = nombre d'électrons par molécule, $p \frac{e}{m} = \frac{\pi}{9660} \frac{M M_m}{d \lambda_m^4}$; M est le poids moléculaire, d la densité, M_m le coefficient de la formule de Sellmeier $n^2 = n_2^\infty + \Sigma \frac{M_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2}$) pour la fluorine, le chlorure de sodium, la sylvine, le quartz, dans la région ultra-violette.

Il a étendu aux régions de dispersion anormale la théorie de

Thomson en introduisant des forces d'amortissement et l'a appliquée au calcul de $p \frac{e}{m}$ dans l'infra-rouge :

$$p \frac{e}{m} = \frac{\pi}{9660} \frac{M}{d} \frac{g}{\lambda m^2} \frac{1}{1 + a_m}.$$

Il a ainsi calculé $p \frac{e}{m}$ à partir des constantes de dispersion pour le sel, la sylvine, la fluorine et le quartz, et à partir de la courbe d'absorption pour l'eau.

Il a cherché quelles sont les masses qui, en vibrant l'une par rapport à l'autre, produisent l'absorption.

Il résulte de son travail que la valeur probable de $\frac{e}{m}$ est $1,17 \times 10^7$.

A. EINSTEIN. — Réponse à une question de M. Reissner. — P. 108-110.

C'est une rectification à la réponse qu'avait faite M. Einstein à M. Reissner au Congrès de Vienne.

J. TRAUBE (Charlottenburg). — Le point critique. — P. 54-56.

L'auteur attaque la théorie de la continuité et défend l'hypothèse que, à la température critique, les deux phases liquide et gazeuse sont miscibles en toutes proportions. Il est vrai que les expériences de Teichner sur les différences de densité dans un fluide au point critique ne sont pas parfaites, mais deux faits paraissent à l'auteur tout à fait convaincants : Les phénomènes critiques se produisent dans des tubes dont le remplissage est très différent du remplissage critique, et l'équation de Van der Waals, si elle s'applique aussi bien à la phase liquide et même solide qu'à la phase gazeuse, s'applique mal, sauf pour les corps monoatomiques, au passage de l'état liquide à l'état gazeux.

On peut admettre que le liquide et le gaz n'ont pas le même degré d'association moléculaire.

P. JOB.

APPLICATION DE LA PHOTOGRAPHIE INSTANTANÉE A LA MESURE DES DIFFÉRENCES DE LONGITUDE.

Par M. G. LIPPMANN.

1. — La photographie instantanée, dont l'emploi est fréquent en physique, paraît n'avoir pas été utilisé comme il pourrait l'être en astronomie. Il semble possible de résoudre, à l'aide de la photographie instantanée, plusieurs problèmes d'astronomie d'une manière plus simple, plus précise, et assurément plus rapide, que par les méthodes visuelles, seules en usage actuellement.

Tel est le cas de la mesure des différences de longitude. Cette mesure s'impose fréquemment non seulement pour le travail géographique, mais pour l'ensemble des mesures astronomiques, car il faut bien connaître la position relative des divers observatoires qui collaborent aux déterminations de l'astronomie de position.

Le problème à résoudre est simple, puisqu'il s'agit de mesurer un angle constant. La méthode en usage est par contre compliquée : rappelons en effet comment se fait la détermination sous sa forme la plus moderne, dans le cas par exemple de la différence de longitude mesurée entre Paris et Greenwich. On construit d'abord quatre lunettes méridiennes aussi pareilles que possible. Chaque lunette méridienne est munie d'un micromètre Repsold qui communique électriquement avec un chronomètre inscripteur. On mobilise deux équipes d'observateurs, une pour chaque station. Chaque équipe opère d'abord sur les deux instruments qui lui sont confiés. Ensuite les instruments restant en place, les deux stations font l'échange de leurs deux équipes, et l'on recommence la série des opérations. Enfin, les observateurs restant en place, ce sont les lunettes que l'on déplace : il y a échange d'instruments entre les deux stations, et l'on recommence de nouveau la série des opérations. On obtient ainsi une octuple série d'observations croisées destinées à mieux éliminer les erreurs personnelles et instrumentales. Les observations durent plusieurs mois ; puis il faut plusieurs mois pour les réduire par le calcul. La méthode en usage est donc très longue, et son emploi assez coûteux pour exiger le vote de crédits spéciaux. Il y a quelque disproportion entre la complication de la méthode en usage et la simplicité du problème à résoudre : la mesure d'un angle constant.

2. La différence de la longitude entre deux stations est un angle constant : à savoir la distance qui sépare les deux zéniths, mesurée en ascension droite. Afin de mettre cette définition en œuvre directement, rendons le zénith de chaque station visible à un moment quelconque dans le Ciel, à l'aide d'un artifice optique décrit plus loin. Le zénith est rendu visible sous la forme d'une étoile artificielle assez brillante pour venir en photographie instantanée. Photographions ainsi chaque zénith au milieu des étoiles, l'opération étant faite *simultanément* aux deux stations. Comme résultat de cette double opération, on a deux clichés où l'on voit les deux zéniths situés au milieu des étoiles. L'opération est alors terminée. Il ne reste plus qu'à réduire les deux clichés. La réduction des deux clichés donne la distance angulaire cherchée; c'est le Ciel qui fait office du cercle divisé.

Pour voir qu'il en est ainsi, imaginons d'abord que, par un hasard heureux, l'image du premier zénith coïncide exactement avec une étoile cataloguée α ; que l'image du second zénith coïncide de même avec une étoile cataloguée β . On tirera du catalogue la distance en longitude des deux étoiles α et β ; il est clair qu'elle est égale à celle des zéniths avec lesquels elles coïncident.

Cette double coïncidence sans doute ne se présentera pas; mais il arrive nécessairement que chaque zénith se trouve situé au milieu d'un groupe d'étoiles. Il suffira donc de rapporter chaque zénith aux étoiles environnantes; en d'autres termes, d'effectuer la réduction de chaque cliché, comme on le fait pour la confection du Catalogue photographique. En un mot, on traite les images des deux zéniths comme s'il s'agissait de deux étoiles photographiques dont on désire obtenir les coordonnées. Les méthodes de réduction des clichés sont celles en usage pour la confection du catalogue photographique.

Il est nécessaire de photographier les deux zéniths instantanément et simultanément, puisqu'ils suivent le mouvement diurne; la photographie des étoiles se fait au contraire en suivant leur mouvement; l'appareil photographique est donc monté équatorialement, à moins qu'on ne préfère employer une chambre photographique fixe à plaque mobile, ou bien un cœlostât.

3. Il reste à indiquer l'artifice optique par lequel on rend le zénith visible à volonté dans le champ de la lunette sans masquer le Ciel; et, d'autre part, à dire comment on fait briller les deux zéniths dans les deux stations pendant un temps très court, et bien simultanément.

On rend le zénith visible à l'aide de l'appareil représenté schématiquement sur la figure et qui est une sorte de collimateur zénithal.

Le collimateur CC, fixé sur pilier, porte en son foyer une glace argentée, sur l'argenture de laquelle une croix minuscule transparente f est tracée au diamant : les rayons parallèles, émanés du centre de cette croix, sont réfléchis par la glace transparente MM, fixée au même pilier, et reçus ensuite dans la lunette photographique ; la glace étant transparente, on photographie à la fois le ciel et la petite croix. Afin que celle-ci soit exactement au zénith, on rend les rayons réfléchis par la glace perpendiculaires à un bain de mercure, en opérant par autocollimation ; le réglage de verticalité exécuté, on enlève le bain de mercure qu'on ne remet en place qu'à intervalles éloignés, pour vérification.

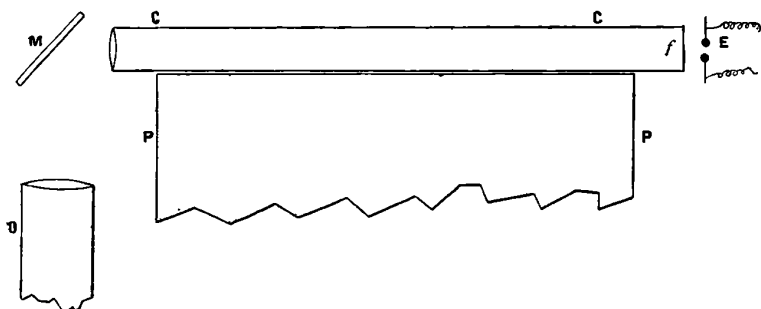


FIG. 1.

La lunette et la glace transparente étant fixés invariablement au pilier, le réglage de verticalité se fait en déplaçant micrométriquement la plaque argentée à l'aide de vis de réglage qui ne sont pas représentées sur la figure.

4. Il faut que les étoiles artificielles qui sont fixées aux deux zéniths soient brillantes, instantanées et qu'elles apparaissent simultanément aux deux zéniths. On éclaire donc chaque petite croix par une étincelle électrique, ce qui satisfait aux deux premières conditions. Pour qu'il y ait plus simultanéité, il est nécessaire que les deux étincelles éclairantes jaillissent simultanément aux deux stations, quelle que soit la distance qui les sépare.

Supposons que les deux stations reçoivent les ondes hertziennes émises à chaque seconde par un poste tel que celui de la tour Eiffel.

A chaque station on installe un appareil disposé et réglé de

manière à produire une étincelle électrique juste au moment où arrive l'onde hertzienne. Ledit appareil se compose d'un moteur approprié, dont un axe fait un tour par seconde. Sur cet axe est fixé un bras métallique dont l'extrémité décrit une circonférence entière en une seconde, d'un mouvement uniforme ; sur cette circonférence se trouve un plot conducteur P déplaçable que le bras tournant touche en passant.

En déplaçant le plot P sur la circonférence, laquelle constitue un axe du temps, on déplace dans le temps l'instant où P est touché par le bras ; cet instant est d'ailleurs très court si le plot a une petite étendue. Si le plot est touché au moment où arrive l'onde hertzienne, on entend le coup de téléphone ; dès lors on laisse le plot en place, et l'on continue à entendre régulièrement les ondes hertziennes, puisque leur période est la même que celle de la rétraction du bras. La coïncidence entre le contact en P et l'arrivée de l'onde hertzienne est assurée par ce réglage, et vérifiée indéfiniment par la série des coups que l'on entend.

On remarquera que l'oreille n'a pas à juger de la coïncidence de deux bruits, comme dans la méthode de coïncidence : ici ou bien on n'entend rien tant que le réglage n'est pas obtenu, ou bien on entend indéfiniment les ondes hertziennes, quand il y a coïncidence dans le temps entre le contact en P et l'arrivée de l'onde.

L'observateur est muni d'un téléphone récepteur avec son détecteur ; le bras mobile est d'ailleurs intercalé dans le circuit du téléphone. L'onde hertzienne ne sera donc perçue que si le bras tournant est en contact avec le plot P conducteur, juste au moment où arrive l'onde hertzienne ; on obtient cette coïncidence en déplaçant graduellement le plot jusqu'à ce que la coïncidence ait lieu ; on entend dès lors le choc du téléphone et on l'entend désormais à chaque seconde.

L'axe tournant a une seconde fonction à remplir, c'est de faire partir l'étincelle au moment voulu. Cette fonction est remplie par une came C fixée sur l'axe. Cette came, en passant sur un plot Q ou, pour mieux dire, en le quittant, détermine la rupture d'un circuit local, et l'éclatement d'une étincelle induite de rupture. Ces plots P et Q, isolés l'un de l'autre, sont d'ailleurs portés par un même système rigide, et Q fixé par rapport à P de façon que la rupture en Q coïncide avec le contact en P ; Q se déplace en même temps que P, la coïncidence des deux événements demeure donc assurée mécaniquement par

construction pendant que l'on règle, comme il a été dit plus haut, la position de P. Ledit réglage étant exécuté, il y a simultanéité entre l'arrivée de l'onde, le contact en P, et l'éclatement de l'étincelle. Si le plot P occupe le 100^{me} de la circonférence, la précision est de un centième de seconde.

Les mêmes conditions étant remplies aux deux stations, les deux étincelles éclatent au moment de l'arrivée de l'onde à chacune d'elles. On peut donc les considérer comme simultanées, sauf, à la rigueur, à tenir compte de la vitesse de propagation des ondes.

3. Les conditions de précision de cette méthode sont les mêmes que dans la confection du Catalogue photographique : même lunette photographique qui suit les étoiles, même réduction des clichés ; la seule différence est que l'étoile projetée au zénith est une étoile artificielle. On peut donc espérer avoir la même précision pour le résultat, c'est-à-dire une fraction de seconde d'arc.

Dans les deux cas, la méthode est différentielle, la réduction des clichés est une sorte d'interpolation, et l'approximation finale ne dépend que de l'approximation avec laquelle la position des étoiles de référence est fournie par les mesures exécutées dans les Observatoires. Ces mesures se font et se recommencent à loisir toute l'année. Mais l'opération propre à la mesure de la différence de longitude n'exige que la prise d'une paire de clichés.

Il suffit, à la rigueur, de faire éclater la double étincelle une seule fois pendant la pose du cliché. Mais il est aussi simple de laisser éclater l'étincelle plusieurs fois, douze fois par exemple, de trente en trente secondes. On obtient ainsi douze couples de points qui donnent douze valeurs de la différence de longitude, et l'on peut prendre la moyenne. En outre, il faut remarquer que les douze points ainsi inscrits sont exactement situés sur le parallèle de la station, et équidistants. On a ainsi deux données qui n'existent pas sur les clichés du Catalogue : un parallèle et, sur ce parallèle, une échelle des temps directement inscrits.

La réduction du cliché est par là facilitée, et l'échelle des temps étant obtenue directement, la précision des résultats peut être augmentée.

QUELQUES RÉFLEXIONS ÉLÉMENTAIRES SUR LA THÉORIE
CINÉTIQUE DES GAZ PARFAITS (1).

2^e PARTIE : Chemin moyen et phénomènes connexes ;

Par M. E. BOUTY.

1. Quelles que puissent être les imperfections actuelles de la théorie cinétique, il ne viendrait plus à l'esprit de personne de nier la réalité de certains mouvements moléculaires. Nous ne pouvons, il est vrai, ni marquer, ni suivre individuellement les molécules mobiles, mais nous constatons que toute hétérogénéité, créée artificiellement dans un gaz, disparaît peu à peu d'elle-même, quelques précautions que l'on ait prises pour éviter les mouvements d'ensemble susceptibles de mêler les diverses parties du gaz. On n'entrevoit même pas la possibilité d'une explication qui exclurait tout mouvement propre des molécules.

2. Si nous laissons de côté les gaz amenés à un degré de raréfaction dépassant par exemple le vide de Crookes, la vitesse du retour vers l'homogénéité est toujours petite par rapport à la vitesse de transmission des pressions (vitesse du son) ou par rapport à la vitesse moyenne u du mouvement d'agitation assigné aux molécules pour l'interprétation des lois de Mariotte et de Gay-Lussac. C'est que là le rôle des chocs entre molécules n'était que secondaire (2) : dans une première approximation, il était loisible d'en faire abstraction. Ici au contraire ce rôle est primordial. Chaque molécule, bien que procédant par bonds très rapides en ligne droite, ne peut que décrire une ligne polygonale infiniment irrégulière ; elle ne s'écartera donc que très lentement de sa position initiale.

3. Les belles recherches de M. Perrin sur le mouvement brownien fournissent la plus heureuse illustration de ce mouvement moléculaire. Grâce à l'énormité relative des masses en jeu, le phénomène se trouve transposé à une échelle accessible. Le microscope, l'ultramicroscope nous permettent de suivre et de photographier le mouve-

(1) Voir page 5 de ce volume.

(2) Il n'intervient essentiellement que pour expliquer la transmission latérale des pressions, voir p. 6 et 8 de ce volume.

ment des corpuscules flottants, d'en vérifier à loisir les caractères qui sont bien ceux d'un mouvement parfaitement désordonné, en tout conforme à ce que fait prévoir *la théorie statistique du hasard*.

On sait ce qu'il faut entendre par là. Par exemple si, à partir d'un point fixe, on porte des longueurs reproduisant en grandeur et en direction les projections sur un plan de tous les côtés du chemin polygonal d'un même corpuscule et qu'on marque par un point leur extrémité, le diagramme formé par l'ensemble de ces points présente l'aspect d'une cible criblée de projectiles. Très pressés vers le centre, ils deviennent de plus en plus rares à mesure que l'on s'éloigne du point de mire. La distribution dans les deux cas est la même.

4. Considérons, d'une part, un joueur au jeu de pile ou face, et de l'autre, une balle enfilée sur une tige rigide le long de laquelle elle est libre de se déplacer. Cette balle reçoit au hasard des déplacements égaux vers la droite ou vers la gauche. Chaque déplacement représente une partie; les déplacements de droite à gauche sont les gains; les déplacements de gauche à droite, les pertes. Après un grand nombre n de parties ou de déplacements, le gain ou la perte, l'écart total à droite ou à gauche seront petits par rapport à la somme de tous les enjeux engagés ou de tous les chemins parcourus, et d'autant plus que n sera plus grand. Cependant ces gains ou pertes, ces écarts, considérés *en valeur absolue*, croissent lentement avec n ; d'une manière plus précise, ils tendent à devenir proportionnels à \sqrt{n} , et, si l'on prend pour variable le temps t , proportionnels à \sqrt{t} . L'analogie est complète, l'assimilation légitime (1).

On peut appliquer la même loi aux écarts d'une molécule entièrement libre, susceptible de prendre des déplacements égaux dans des directions tout à fait arbitraires. On peut même l'étendre à la projection de ces écarts sur un plan ou sur une droite donnée.

5. En est-il de même si, à des déplacements égaux, on substitue l'effet de chocs moléculaires? Revenant à la balle enfilée sur une tige, attaquons-la par un essaim de projectiles égaux lancés au hasard dans l'espace, tous avec la même vitesse. Un premier projectile la pousse de droite à gauche en lui imprimant une certaine vitesse. Ses chances, au second choc, d'avancer dans le même sens ou de rétrograder

(1) Si la tige était graduée, l'appareil pourrait servir de marquoir pour le jeu de pile ou face.

demeurent-elles égales, comme le sont les chances de gain ou de perte au jeu de pile ou face après une première partie jouée? Évidemment non. Pour ramener la symétrie des chances, il faudrait enlever d'abord à la balle sa vitesse acquise.

Toutefois cette remarque ne saurait modifier la prévision générale d'écart proportionnels à la racine carrée du nombre des chocs. Tout se réduira à l'introduction d'un facteur numérique que le calcul des probabilités déterminera.

Considérons donc un ensemble de molécules tel que nous le fait envisager la théorie cinétique. Chaque molécule doit, par l'effet des chocs réciproques, s'écarter de sa position initiale dans des directions imprévues et toujours changeantes; mais, en définitive, les écarts moyens croîtront proportionnellement à la racine carrée du temps, ainsi que M. Perrin l'a observé pour le mouvement brownien.

6. Pour aller plus loin, il est indispensable de spécifier plus complètement les données du problème.

Nous supposons, avec tous les auteurs, les molécules gazeuses sphériques. Cette conception s'écarte sans doute étrangement de la réalité, même dans le cas d'un gaz monoatomique⁽¹⁾. Mais, quelle que soit la forme des molécules, rigide ou non, si elles ne sont soumises à aucune *force directrice*, leur plus grand axe se trouvera orienté indifféremment dans tous les sens. Nous admettrons qu'au point de vue des chocs elles agiront en moyenne à peu près comme des sphères auxquelles il faudrait assigner un rayon a , fonction de la forme, des dimensions de la molécule et de l'amplitude de ses mouvements internes.

On admet en général que *ce rayon a est indépendant des conditions dans lesquelles la molécule se trouve placée et notamment de la température*. Cette hypothèse, à coup sûr la plus simple, ne s'impose pas. S'il est nécessaire, elle pourra être modifiée en vue d'une plus haute approximation.

7. Soient deux molécules sphériques A_1 et A_2 de même rayon a . Chacune d'elles interdit au centre de gravité de l'autre une sphère

(1) MM. Cotton et Mouton ont mis en évidence l'anisotropie des molécules de liquides purs. Si l'on savait obtenir des champs magnétiques suffisamment intenses, on parviendrait sans doute à manifester la même anisotropie dans les vapeurs.

de rayon $2a$ décrite autour de son propre centre. C'est ce qu'on est convenu de nommer la *sphère de protection* de la molécule.

Si les deux molécules admettaient des rayons différents a_1 et a_2 , leurs sphères de protection, en ce qui concerne leurs chocs réciproques, auraient pour rayon $a_1 + a_2$, tandis que, pour les chocs entre molécules A_1 , le rayon de la sphère de protection serait $2a_1$ et pour les chocs entre molécules A_2 , $2a_2$.

8. Pour l'étude des questions qui vont nous occuper, les fondateurs de la théorie cinétique se sont souvent contentés d'approximations assez grossières. De telles approximations sont inévitables, tout au moins dans une étude élémentaire; elles ne deviendraient dangereuses que si on oubliait de les signaler.

Nous ne nous occuperons que des gaz parfaits. Nous supposerons les molécules assez éloignées en moyenne les unes des autres pour que l'on puisse négliger les quantités du 3^e ordre par rapport à $\frac{a}{r}$, même quand la distance r de deux molécules est petite par rapport à nos moyens d'observation (1). Nous supposerons de plus que la durée d'un choc est négligeable par rapport au temps qui sépare deux chocs consécutifs.

9. On a donné diverses définitions du *chemin moyen*. Dans ce qui suit, nous réserverons ce nom à la longueur moyenne (moyenne des longueurs) d'un parcours moléculaire entre deux chocs consécutifs. Dans un gaz homogène, cet élément dépend essentiellement du nombre n de molécules dans l'unité de volume (*densité moléculaire*) et du rayon a de ces molécules. n variant avec la température et avec la pression, il en est de même du chemin moyen.

Nous insisterons particulièrement sur cette notion de chemin moyen, laissée souvent un peu dans l'ombre dans les cours élémentaires.

10. Cherchons d'abord ce que serait le chemin moyen pour une

(1) On est conduit à admettre que le rayon d'une molécule est de l'ordre de 1 à $2 \cdot 10^{-8}$ centimètres, soit 1 à $2 \mu\mu$ ($0,96 \cdot 10^{-8}$ pour l'hélium, $1,615 \cdot 10^{-8}$ pour l'argon, $1,635 \cdot 10^{-8}$ pour l'azote). Si l'on suppose les molécules régulièrement réparties aux sommets d'un réseau cubique, la maille du réseau est d'un ordre de grandeur de 10 à 30 fois supérieur (à 0° et sous la pression atmosphérique, la maille du réseau aurait, pour tous les gaz, une longueur de $32 \cdot 10^{-8}$ centimètre environ).

molécule A animée d'une vitesse u parmi des molécules B égales à A, toutes immobiles, d'ailleurs distribuées au hasard avec une densité moléculaire n , de telle sorte que, dans un élément de volume ds , il y ait en moyenne nds molécules B.

Soit r la distance de A à une molécule B. Au degré d'approximation fixé, la sphère de protection de B soustend au centre O de A un angle solide $\frac{4\pi a^2}{r^2}$. La vitesse de A ne peut être dirigée dans cet angle solide sans qu'il en résulte un choc entre A et B.

Immobilisons d'abord A et, de son centre O, décrivons une couche sphérique C de rayon r et d'épaisseur dr . Cette couche contiendra en moyenne $4\pi r^2 dr \cdot n$ molécules, dont les sphères de protection intercepteront en tout autour de O un angle solide :

$$(1) \quad d\omega = 4\pi r^2 dr \cdot n \cdot \frac{4\pi a^2}{r^2} = 4\pi n \cdot 4\pi a^2 dr$$

indépendant de r . Si la couche C existait seule, la molécule A convenablement dirigée pourrait passer, sans les heurter, entre les molécules B; mais l'ensemble des espaces libres où elle pourrait s'engager sans être réfléchi n'embrasse en tout autour de O qu'un angle solide $4\pi - d\omega$.

En réalité, avant d'avoir franchi la distance r , la molécule A a pu être interceptée par des molécules B plus rapprochées. Soit Ω l'angle solide total interdit par l'ensemble de ces molécules. Seules les molécules de la couche C non comprises dans l'angle Ω (et dont le nombre est la fraction $\frac{4\pi - \Omega}{4\pi}$ de leur nombre total) interviennent pour restreindre encore l'angle solide libre. On a donc :

$$(2) \quad d\Omega = \frac{4\pi - \Omega}{4\pi} d\omega = (4\pi - \Omega) n \cdot 4\pi a^2 dr,$$

$$(3) \quad \Omega = 4\pi (1 - e^{-4\pi a^2 nr}).$$

Ce n'est que pour $r = \infty$ que la route de A se trouvera barrée dans toutes les directions.

11. Ainsi la molécule A, suivant la direction initiale de sa vitesse et le hasard de la distribution des molécules B, peut parcourir toutes les distances de 0 à ∞ , mais tous ces parcours ne sont pas également probables.

On tire de (3) :

$$(4) \quad d\Omega = 4\pi n \cdot 4\pi a^2 e^{-4\pi a^2 nr} dr.$$

La chance que A soit arrêtée entre r et $r + dr$ est $\frac{d\Omega}{4\pi}$.

Pour obtenir la moyenne des chemins que A est susceptible de parcourir, il faut multiplier le chemin r par la chance correspondante et intégrer de 0 à ∞ . Le chemin moyen l_0 sera :

$$(5) \quad l_0 = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty r d\Omega = 4\pi a^2 n \int_0^\infty e^{-4\pi a^2 nr} r dr = \frac{1}{4\pi n a^2};$$

$$(6) \quad n l_0 = \frac{1}{4\pi a^2}.$$

Ce résultat simple a été énoncé par Clausius.

12. Pour rentrer dans les conditions de la théorie cinétique, il faut restituer le mouvement aux molécules B. Est-il légitime de leur attribuer à toutes une vitesse u égale à celle de A et à la vitesse moyenne précédemment définie? C'est en tous cas une très grande simplification du problème, et Clausius s'y est d'abord arrêté.

Nous simplifierons encore davantage en admettant qu'il est loisible d'utiliser le schéma de Krönig, d'après lequel on peut choisir arbitrairement trois directions rectangulaires et admettre que le tiers des molécules se meut avec la vitesse u dans chacune de ces trois directions.

L'une des directions choisies sera la direction x de la vitesse de A. Considérons un élément de volume de la couche sphérique compris à l'intérieur d'un cylindre de rayon $2a$ ayant pour axe Ox . Cet élément contient à l'origine ν molécules, et celles-ci seules peuvent arrêter A, quand les molécules B sont en repos.

Partageons ces ν molécules en trois groupes B_1, B_2, B_3 .

Le groupe B_1 contiendra $\frac{2}{3}\nu$ molécules qui se meuvent tangentiellement, les unes suivant Oy , les autres suivant Oz . Leur mouvement entraîne ces molécules hors du chemin de la molécule A, mais elles sont incessamment remplacées par d'autres, venues des profondeurs du gaz, et celles-ci, au moment opportun, auront exactement la même efficacité pour arrêter A. Donc rien de changé par le fait du mouvement des molécules B_1 .

Le groupe B_2 sera celui des molécules centrifuges qui se déplacent dans le sens Ox . Animées de la même vitesse que A et dans le même sens, ces molécules, au nombre de $\frac{1}{6}v$, ne peuvent rencontrer la molécule A . Nous pouvons en faire abstraction.

Reste le groupe B_3 comprenant $\frac{1}{6}v$ molécules centripètes. Elles épargnent à la molécule A la moitié du chemin. Si elles viennent à la heurter, ce sera à la distance $\frac{r}{2}$, et elles lui interdiront ainsi un angle solide quadruple de celui qu'elles interceptaient au repos à la distance r . Le mouvement de ces molécules multiplie donc par 4 leur chance de rencontre avec A .

En résumé, les molécules B_1 fournissent une chance de choc égale aux $\frac{2}{3}$ de la chance primitive correspondant au repos des molécules B ; les molécules B_2 , une chance nulle; les molécules B_3 , une chance égale à $\frac{4}{6}$ ou $\frac{2}{3}$ de la chance primitive. Cette chance se trouve donc en définitive multipliée par $\frac{2}{3} + 0 + \frac{2}{3} = \frac{4}{3}$. Le chemin moyen sera réduit dans le rapport $\frac{3}{4}$.

Je ne donne cette démonstration, toute intuitive, que pour bien montrer dans quel sens le chemin moyen est modifié par le mouvement des molécules B . Le résultat trouvé, qui est bien celui de Clausius, va d'ailleurs être mis en évidence par une deuxième méthode. Celle-ci n'est d'ailleurs qu'une transposition de la précédente, mais dans laquelle nous ne ferons pas usage de la simplification de Krönig.

13. Soit toujours la couche sphérique de rayon r et d'épaisseur dr .

Quand on a fixé la direction Ox de la vitesse de A , toute molécule B susceptible de heurter A doit se mouvoir dans le plan $OO'B$ fig. 1 et suivant une direction BA telle que le triangle OAB soit isocèle.

Le chemin que la molécule B laisserait parcourir à A est :

$$OA = \frac{r}{2 \cos \alpha}.$$

D'ailleurs l'angle solide sous-tendu en B par la sphère de protec-

tion de A est seulement :

$$\frac{4\pi a^2 \cdot 4 \cos^2 \alpha}{r^2},$$

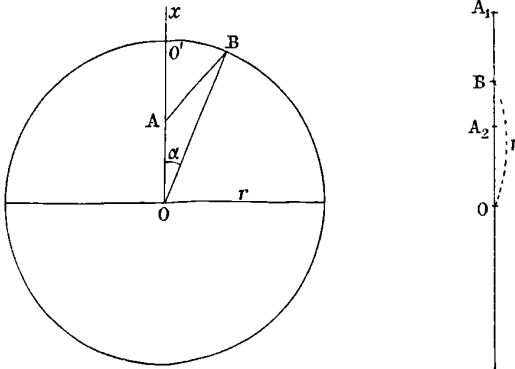


FIG. 1.

soit la fraction $\frac{4a^2 \cos^2 \alpha}{r^2}$ de l'angle solide total autour de B. C'est justement là la chance pour que A soit arrêté par B.

Faisons tourner la figure autour de Ox . On voit aisément que le nombre de molécules B susceptibles de heurter A à la distance OA est en tout :

$$dn = 2\pi nr^2 dr \sin \alpha d\alpha \cdot \frac{4a^2 \cos^2 \alpha}{r^2} = 8\pi n dr a^2 \cos^2 \alpha \sin \alpha d\alpha.$$

Pour trouver le chemin moyen de A, il faut multiplier dn par le chemin correspondant $\frac{r}{2 \cos \alpha}$, intégrer de $\alpha = 0$ à $\alpha = \frac{\pi}{2}$ et diviser par le nombre total de molécules susceptibles de heurter A en un point quelconque de OO' . Ce chemin x est :

$$(7) \quad x = \frac{r \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \alpha \sin \alpha d\alpha} = \frac{3}{4} r$$

Ainsi, par le fait du mouvement des molécules B de la couche de

rayon r , le chemin moyen de A, qui était r quand les molécules étaient immobiles, devient $\frac{3}{4} r$, c'est-à-dire se réduit aux $\frac{3}{4}$ de sa valeur primitive.

On peut admettre qu'il en est de même du chemin moyen résultant pour l'ensemble des couches.

14. Soit l_1 ce chemin moyen (*chemin moyen de Clausius*) :

$$(8) \quad l_1 = \frac{3}{4} l_0 = \frac{1}{\frac{4}{3} \cdot 4\pi a^2 n}.$$

Divisant les deux membres de (8) par $2a$, il vient :

$$(9) \quad \frac{l_1}{2a} = \frac{1}{n \cdot \frac{4}{3} \pi (2a)^3},$$

et l'on retrouve une proposition de Clausius que nous énoncerons de la manière suivante :

Le chemin moyen l_1 est au diamètre $2a$ de la molécule dans le rapport du volume total 1 occupé par le gaz au volume de l'ensemble des sphères de protection ou, par abréviation, au volume interdit par les molécules.

Le chemin moyen l_1 est indépendant de la vitesse moyenne u des molécules qui n'intervient pas dans nos raisonnements.

Le rayon a étant supposé indépendant de la température, il en est de même du produit nl_1 .

15. Dans le cas des molécules B immobiles et maintenues fixes, la molécule A, animée, avant un premier choc, de la vitesse u , sera réfléchiée avec la même vitesse dans une direction différente. Ses chances de choc ultérieures ne sont donc pas modifiées, et la valeur calculée pour le chemin moyen *avant le premier choc* demeure valable après un nombre quelconque de chocs.

Il n'en est plus tout à fait de même ici. La molécule A animée d'abord de la vitesse moyenne commune u ne conservera pas sa vitesse après un premier choc. Ce n'est plus qu'en moyenne et en considérant un nombre de chocs très grand, qu'on peut lui assigner cette vitesse. Il n'est donc nullement évident que la

moyenne des chemins qu'elle parcourra effectivement entre deux chocs consécutifs doit demeurer égale à l_1 .

Pour éclairer ce point, nous allons introduire un degré de complication de plus dans nos hypothèses et assigner d'abord aux molécules B des vitesses d'agitation égales entre elles, mais différentes de celle de la molécule A.

16. Pour plus de généralité, nous supposerons la molécule A *différente* des molécules B, aussi bien par son rayon que par sa vitesse moyenne.

Envisageons d'abord le cas des molécules B immobiles. Il suffira de remplacer, dans les relations du § 8, $4a^2$ par $(a_1 + a_2)^2$, qui ne change pas par la permutation de a_1 et de a_2 .

Le chemin moyen d'une molécule A, seule mobile parmi des molécules B immobiles, est donc égal au chemin moyen d'une molécule B, seule mobile parmi des molécules A immobiles, pourvu que la densité moléculaire n reste la même dans les deux cas :

$$(10) \quad l_{0A} = \frac{1}{n\pi(a_1 + a_2)^2} = l_{0B}.$$

17. Que se passe-t-il si l'on restitue le mouvement aux molécules B ?

Soient u_1 et u_2 les vitesses respectives de A et des molécules B (¹).

Posons :

$$(11) \quad \frac{u_2}{u_1} = z,$$

et supposons, pour fixer les idées, $z < 1$.

Nous allons reprendre le raisonnement intuitif du § 12.

Nous n'avons pas à nous inquiéter des molécules du groupe B_1 . Les $\frac{2}{3}$ v molécules qui le composent à l'origine se trouvent, en temps utile, remplacées par d'autres qui jouent le même rôle.

Les molécules B_2 centrifuges, plus lentes que A, peuvent être

¹) m_1 et m_2 étant les masses des deux sortes de molécules, on sait que l'

$$m_1 u_1^2 = m_2 u_2^2.$$

rattrapées par elle en un point A_1 (fig. 2) tel que :

$$(12) \quad \frac{OA_1}{r} = \frac{u_1}{u_1 - u_2} = \frac{1}{1 - z}.$$

Les molécules de ce groupe, au nombre de $\frac{1}{6}v$, ne sous-tendent plus, en A_1 , qu'un angle solide réduit dans le rapport $\left(\frac{r}{OA_1}\right)^2 = (1 - z)^2$, par rapport à l'angle qu'elles sous-tendaient quand elles étaient en B.

De même $\frac{1}{6}v$ molécules centripètes B_3 seront rencontrées en un point A_2 tel que :

$$(12 \text{ bis}) \quad \frac{OA_2}{r} = \frac{u_1}{u_1 + u_2} = \frac{1}{1 + z}.$$

Elles sous-tendront un angle accru dans le rapport $(1 + z)^2$.

En définitive, l'angle sous-tendu total correspondant aux molécules B en mouvement est augmenté dans le rapport :

$$(13) \quad R = \frac{2}{3} + \frac{1}{6}(1 - z)^2 + \frac{1}{6}(1 + z)^2 = 1 + \frac{z^2}{3},$$

qui se réduit bien à $\frac{4}{3}$ pour $z = 1$, c'est-à-dire pour $u_2 = u_1$.

On vérifiera aisément que R conserve la même expression pour $z > 1$.

Le chemin moyen de Clausius devient donc, pour la molécule A

$$(14) \quad l_{AB} = \frac{1}{R} \frac{1}{n\pi(a_1 + a_2)^2} = \frac{3u_1^2}{n\pi(a_1 + a_2)^2(3u_1^2 + u_2^2)}.$$

Il n'est plus égal au chemin moyen de la molécule B parmi les molécules A. On aurait en effet :

$$(15) \quad \frac{l_{AB}}{l_{BA}} = \left(\frac{u_1}{u_2}\right)^2 \frac{u_1^2 + 3u_2^2}{3u_1^2 + u_2^2}.$$

Ces formules trouveraient leur application dans le cas de mélanges binaires respectivement assez pauvres en molécules A ou en molécules B pour qu'on puisse faire abstraction des chocs entre molécules A dans le premier cas, entre molécules B dans le second.

18. Nous voyons, par l'exemple précédent, que le rapport α des vitesses u_1 et u_2 s'introduit dans les formules, dès que ces vitesses cessent d'être égales. Il y figure par son carré.

Si, au lieu de considérer seulement le premier choc, on considère l'ensemble des chocs de la molécule A avec les molécules B, les écarts de sa vitesse par rapport à la vitesse moyenne u_1 qui lui convient se compenseront, mais la compensation ne peut s'établir à la fois pour les premières puissances et pour les carrés du rapport α . Le chemin moyen résultant ne conservera donc certainement pas la valeur (14).

19. Nous pouvons revenir maintenant au cas d'une seule espèce de molécules, et prévoir que le chemin moyen réel va dépendre de la loi suivant laquelle la vitesse d'une molécule est susceptible de s'écarter de la vitesse moyenne u .

D'après Maxwell, une seule répartition des vitesses entre les molécules d'un même gaz peut être considérée comme stable, c'est-à-dire susceptible de se conserver en moyenne après un nombre indéfini de chocs élastiques. Le nombre dn_v des molécules dont la vitesse est comprise entre v et $v + dv$ est :

$$(16) \quad dn_v = 4n \sqrt{\frac{b^3}{\pi}} e^{-bv^2} v^2 dv;$$

b est lié à la vitesse moyenne u par la relation :

$$(17) \quad u = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} v dn_v = \frac{2}{\sqrt{\pi b}}.$$

D'après cette loi, les vitesses qui s'écartent notablement de la vitesse moyenne u sont de plus en plus rares à mesure que les écarts sont plus considérables. Le décroissement est extrêmement rapide. Les très grandes et les très petites vitesses deviennent relativement aussi rares que le sont les très grosses pertes et les très gros gains dans un jeu équitable longtemps poursuivi et où l'enjeu est minime.

Grâce à cela, le chemin moyen l , calculé par Maxwell, ne s'écarte pas trop de la valeur l_1 de Clausius. On peut d'ailleurs, sans faire de calcul, prévoir le sens de l'écart. La moyenne des valeurs de α^2 voir § 17) étant supérieure au carré de la moyenne des valeurs de α

(égale à 1), le chemin moyen l sera inférieur à l_1 . Maxwell trouve en effet :

$$(18) \quad l = \frac{l_1}{\sqrt{2}} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi a^2 n} = \frac{2\sqrt{2}}{3} l_1,$$

soit environ 0,943 l_1 . Tout se réduit donc à l'introduction d'un coefficient numérique en somme assez voisin de 1.

20. Rappelons au surplus que le rayon a des molécules est fictif, puisque les molécules ne sont certainement pas sphériques (§ 6). Il nous paraît donc superflu d'insister plus longtemps ici sur les discussions relatives au chemin moyen.

Les valeurs que l'on est conduit à assigner à l sont de l'ordre de 10^{-5} centimètre ou du dix-millième de millimètre (1).

21. Considérons, dans un gaz homogène, un élément de volume ds de dimensions petites par rapport au chemin moyen l . D'où proviennent les molécules qui occupent actuellement cet élément ds ? c'est-à-dire où se trouvaient-elles au moment du dernier choc qu'elles ont subi avant d'y parvenir?

Si, entre deux chocs, toutes les molécules parcouraient précisément le chemin l , elles seraient issues d'une couche sphérique C très mince de rayon l décrite autour du centre O de l'élément. En réalité, elles peuvent provenir de points quelconques intérieurs ou extérieurs à C; mais la probabilité correspondante décroît rapidement à mesure que ces points s'écartent davantage de la couche de rayon l .

22. Ce problème, dont on ne voit pas bien l'intérêt s'il s'agit d'un gaz homogène, devient au contraire fondamental, si l'état du gaz n'est pas identique à lui-même dans tout l'espace qu'il occupe. Les molécules, arrivant en O, y apportent les propriétés qu'elles ont acquises lors de leur dernier choc. Ce sont, en moyenne, celles qui conviennent au point de la masse gazeuse où le choc a été subi.

De la solution préalable du problème proposé dépend donc la recherche de la rapidité avec laquelle l'état du gaz se modifie autour du point O.

(1) Pour l'hélium, $25,1 \cdot 10^{-6}$; 8,84. 10^{-6} pour l'argon; 8,61. 10^{-6} pour l'azote.

23. Mais ce premier problème en appelle un autre. Le chemin moyen que nous avons calculé se rapportait à un gaz homogène. Quelles modifications ce chemin subit-il du fait de l'hétérogénéité?

L'hétérogénéité dépend d'une grandeur physique, dont nous désignons la valeur par y .

Supposons, pour simplifier, que y ne varie que dans une direction x . En un point quelconque O , le gaz admet un axe de symétrie Ox , mais O n'est pas un centre. *Le gaz est devenu anisotrope.*

En vertu de cette anisotropie, le chemin moyen d'une molécule devient fonction de l'angle α que fait avec Ox la direction de sa vitesse. Il ne sera pas le même dans deux directions opposées.

On peut admettre que, dans une direction normale à Ox , le chemin moyen ne dépend que de y et ne diffère pas sensiblement de ce qu'il serait, si y possédait dans toute la masse gazeuse la même valeur qu'en O ; mais, suivant Ox , il dépend certainement de $\frac{dy}{dx}$, et pourrait dépendre aussi des dérivées de y d'ordre supérieur au premier.

24. Remarquons cependant :

1° Que l est toujours petit par rapport à nos moyens d'observation; nous le considérerons dans ce qui suit comme un infiniment petit du premier ordre;

2° Que les écarts d'un bond réel d'une molécule par rapport au chemin moyen sont généralement assez petits; que, par exemple, les bonds supérieurs à $10 l$ sont assez exceptionnels pour qu'on n'ait pas à en tenir compte.

Si donc nous écartons le cas de variations extrêmement rapides de $\frac{dy}{dx}$, c'est-à-dire de véritables discontinuités physiques, l'anisotropie en un point doit être considérée comme simplement proportionnelle à $\frac{dy}{dx}$. Le chemin moyen dans une direction qui fait avec la direction positive Ox l'angle α sera de la forme :

$$(19) \quad \lambda_{\alpha} = l \left(1 - p \cos \alpha \frac{dy}{dx} \right),$$

p désignant un coefficient convenablement choisi. En particulier dans la direction positive Ox et dans la direction opposée, les che-

mins λ_0 et λ_π seront :

$$(20) \quad \begin{cases} \lambda_0 = 1 - p \frac{dy}{dx}, \\ \lambda_\pi = 1 + p \frac{dy}{dx}. \end{cases}$$

25. Soit une couche de gaz P, *infinitement mince par rapport à l*, limitée par deux plans normaux à Ox. Une molécule qui, venant de l'arrière, s'arrête dans cette couche sera considérée comme y apportant l'état moyen correspondant au plan A, d'où elle provient par son dernier choc.

Si sa vitesse fait avec la direction positive de Ox l'angle α et si elle a parcouru d'un bond une longueur z (toujours de l'ordre de grandeur de l), la modification qu'elle apporte dans la couche P, en y remplaçant une autre molécule, sera exprimée par :

$$- z \cos \alpha \frac{dy}{dx}.$$

Soit $\frac{v}{n} dz$ la proportion des molécules du gaz qui franchissent d'un bond une longueur comprise entre z et $z + dz$. Prenons dans le plan P un élément de surface dS et circonscrivons-lui un cylindre dont l'axe fait avec Ox l'angle α . Le nombre des molécules de l'espace considérée qui, venant de l'arrière, dans la direction de l'axe du cylindre, s'arrêtent sur dS , est proportionnel à la section droite $dS \cos \alpha$ du cylindre et à $\frac{v}{n} dz$. La modification apportée par ces molécules, rapportée à l'unité du temps, sera proportionnelle à :

$$- \frac{v}{n} dz \cdot dS \cos \alpha \cdot z \cos \alpha \frac{dy}{dx},$$

et, si on embrasse l'ensemble des molécules qui s'arrêtent dans l'élément considéré après avoir parcouru un chemin z quelconque (toujours dans la même direction), proportionnel à ⁽¹⁾ :

$$- dS \cos^2 \alpha \frac{dy}{dx} \cdot \frac{1}{n} \int_0^\infty v z dz.$$

(1) Il n'y a pas de contradiction à étendre à l'infini l'intégration, bien que nous ayons supposé z infinitement petit de l'ordre de l ; les molécules qui parcourent un espace grand par rapport à l sont en effet en si petit nombre qu'elles n'apportent à l'intégrale qu'un accroissement négligeable.

Mais on a, par la définition du chemin moyen,

$$\lambda_{\alpha} = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} v z dz.$$

La modification résultante est donc proportionnelle à :

$$(21) \quad - \lambda_{\alpha} \cdot dS \cos^2 \alpha \frac{dy}{dx};$$

elle est la même que si toutes les molécules considérées franchissaient d'un bond le chemin moyen correspondant à leur obliquité.

Nous sommes donc en droit de considérer les molécules qui s'arrêtent dans un plan donné comme ayant toutes parcouru une distance égale à leur chemin moyen.

26. Prenons maintenant en considération toutes les molécules qui s'arrêtent en dS venant de l'arrière sous un angle α quelconque. Celles dont l'obliquité est comprise entre α et $\alpha + d\alpha$ sont en nombre proportionnel à $\sin \alpha d\alpha$. La modification résultante apportée dans l'unité de temps est donc proportionnelle à :

$$(22) \quad - dS \frac{dy}{dx} \int_0^{\pi} \lambda_{\alpha} \cos^2 \alpha \sin \alpha d\alpha,$$

ou d'après (19), à :

$$(23) \quad - ldS \frac{dy}{dx} \left[\frac{1}{3} - \frac{1}{4} p \frac{dy}{dx} \right].$$

27. Nous n'avons encore rien supposé relativement à $\frac{dy}{dx}$. Si le gradient est assez petit pour que l'anisotropie soit faible, c'est-à-dire pour que $p \frac{dy}{dx}$ soit négligeable devant l'unité, l'expression (24) se réduira à :

$$(25) \quad - \frac{1}{3} ldS \frac{dy}{dx}.$$

Elle est la même que si le tiers seulement des molécules venant de l'arrière se mouvait normalement à la couche considérée.

Ainsi se trouve justifiée, sous la réserve indiquée ci-dessus, la simplification de Krönig appliquée aux problèmes qui nous occupent.

Ces points éclaircis, nous passerons très rapidement sur les applications, que l'on trouve exposées dans tous les livres.

28. Si $\frac{dy}{dx}$ varie avec x , une tranche infiniment mince recevant par l'arrière plus ou moins qu'elle ne livre par l'avant, y varie avec le temps. Il n'en est plus de même si $\frac{dy}{dx}$ est indépendant de x . Alors les gains et les pertes se compensent exactement dans chaque tranche ; on dit qu'un *état permanent* est atteint.

On provoque la production d'un état permanent si, par des moyens appropriés, on maintient y à des valeurs différentes invariables y_1 et y_2 dans deux plans parallèles X_1 et X_2 normaux à Ox . Dans ces conditions, la modification qui tend à se produire à chaque instant, en vertu du mouvement moléculaire, pour détruire l'hétérogénéité est compensée par l'action exercée simultanément en X_1 et en X_2 pour la maintenir.

29. Nous nous proposons de calculer, dans ces conditions, le flux \mathcal{F} correspondant à la variable $y^{(1)}$ à travers l'unité de surface d'un plan P, normal à Ox .

Soit n la densité moléculaire, u la vitesse d'agitation moyenne. Faisant usage de la simplification de Krönig, justifiée ci-dessus (§ 27), nous admettrons, que pendant l'unité de temps, $\frac{1}{6} nu$ molécules traversent normalement l'unité de surface du plan P d'arrière en avant ; $\frac{1}{6} nu$ molécules, d'avant en arrière. Les modifications produites dans une couche infiniment mince par les apports de ces molécules se compensent, mais les flux correspondants s'ajoutent, car si une molécule venant de l'arrière amène vers l'avant un flux proportionnel à $-\frac{dy}{dx}$ une molécule venant de l'avant amène vers l'arrière un flux numériquement égal, mais de signe contraire (proportionnel à $+\frac{dy}{dx}$) ; le flux total, *compté vers l'avant*, est donc proportionnel à $-2\frac{dy}{dx}$.

(1) Flux de chaleur si la température est variable, flux d'électricité si l'on assimile l'électricité à un gaz et si le potentiel est variable, etc.

Cela posé on démontrera sans peine que le flux \mathcal{F} total, par unité de surface, est :

$$(26) \quad \mathcal{F} = \frac{1}{6} nu \left(-2l \frac{dy}{dx} \right) = -\frac{1}{3} nul \frac{dy}{dx}.$$

Ce flux sera :

1° *Dirigé en sens inverse du gradient $\frac{dy}{dx}$ et proportionnel à ce gradient;*

2° *Proportionnel au chemin moyen l , à la densité moléculaire n et à la vitesse d'agitation u .*

Ce sont là des lois générales, applicables quelles que soient la nature de l'hétérogénéité y et, par conséquent, la qualité du flux transporté par les molécules.

Par la communauté de ces lois, résultant d'un mécanisme uniforme du retour vers l'homogénéité (chocs moléculaires), des phénomènes de nature très diverses se trouvent reliés entre eux. Nous verrons ultérieurement (§ 38) un exemple remarquable des relations qu'on établit ainsi.

30. Nous n'envisagerons désormais que des phénomènes produits à température et à pression constante. Dans ces conditions, n , u , l sont aussi constants dans toute la masse du gaz.

Nous nous occuperons d'abord de la *viscosité des gaz*.

On sait que les gaz adhèrent à la surface des solides. Si l'on communique à un solide C une vitesse v , que nous supposons petite par rapport à la vitesse d'agitation u , C transporte avec lui une couche adhérente infiniment mince de gaz. Celle-ci doit glisser sur la couche adjacente, qui glisse sur une autre et ainsi de suite. L'échange de molécules, c'est-à-dire de projectiles, entre ces diverses couches en mouvement les unes par rapport aux autres, aura pour effet de retarder les plus rapides, d'accélérer les plus lentes. La vitesse absolue v des diverses couches variera donc continûment à partir de la surface de C, pour s'annuler à la surface des corps qui, à une distance plus ou moins grande, sont maintenus au repos. La vitesse v ou, ce qui revient au même, le produit de cette vitesse par la masse d'une molécule, c'est-à-dire la quantité mv de mouvement, peut être prise pour mesure de l'hétérogénéité au sein de la masse gazeuse.

Nous poserons donc :

$$(27) \quad y = mv.$$

Il est clair que pour maintenir le mouvement de C, en assurant le repos des corps placés dans le voisinage, il faut dépenser du travail, qui sera converti en chaleur dans la masse du gaz. En d'autres termes, les chocs moléculaires transformeront en vitesse d'agitation désordonnée la force vive équivalente au travail dépensé (1).

31. Pour réaliser les conditions simples où la formule (26) est applicable, nous supposerons qu'un plan indéfini X_1 est entraîné sur lui-même avec une vitesse uniforme v_1 en face d'un plan parallèle X_2 maintenu en repos. Pour mouvoir X_1 et retenir X_2 en place, il faut appliquer à ces plans des forces égales et contraires, parallèles à la vitesse v_1 et dont la valeur F par unité de surface, est déterminée. C'est le travail du couple ainsi constitué qui maintient l'hétérogénéité des vitesses dans la masse de gaz interposée.

Tout plan intermédiaire à X_1 et à X_2 peut être considéré comme traversé par un flux de quantité de mouvement, dont l'expression d'après (26) et (27) sera :

$$(28) \quad \mathcal{F} = -\frac{1}{3} n u l \frac{d(mv)}{dx} = -\frac{1}{3} n m u l \frac{dv}{dx}.$$

32. On donne l'interprétation physique suivante de la formule (28). Il est aisé de voir que \mathcal{F} est numériquement égal à la force F ci-dessus définie (§ 31).

$$(29) \quad F = \mathcal{F}.$$

D'ailleurs, par définition :

$$(30) \quad F = -\eta \frac{dv}{dx}.$$

η s'appelle le *coefficient de viscosité* du gaz. D'après (28), (29) et (30), on doit avoir :

$$(31) \quad \eta = \frac{1}{3} n m u l.$$

(1) En toute rigueur, pour maintenir l'état permanent, il faut enlever à mesure la chaleur produite. Pratiquement cette quantité de chaleur, en majeure partie dissipée par rayonnement ou par conductibilité, est trop faible pour influencer d'une manière appréciable les mesures relatives au coefficient de viscosité.

33. Nous prendrons pour deuxième exemple ce qu'on appelle la *diffusion d'un gaz sur lui-même*.

Considérons d'abord un mélange de deux gaz quelconques A et B, à pression et à température constante. Le nombre total des molécules des deux gaz rapporté à l'unité de volume, que nous désignerons par n , a donc partout, dans le mélange, une même valeur. La proportion de A est désignée par c ; celle de B est $1 - c$. c s'appelle la concentration de A dans le mélange et c'est l'élément que nous supposons variable d'un point à un autre.

Pour obtenir un état permanent, nous maintiendrons la concentration c à une valeur constante c_1 dans un plan X_1 et à une autre valeur constante c_2 dans un plan X_2 parallèle à X_1 . Par exemple nous ferons $c_1 = 1$ (gaz A pur), $c_2 = 0$ (gaz B pur) en balayant les plans X_1 et X_2 par des courants de gaz purs dirigés parallèlement à ces plans, avec des précautions convenables pour éviter les remous.

34. Pour éviter des difficultés graves que nous mentionnerons tout à l'heure, nous allons supposer que les deux gaz qui diffusent l'un dans l'autre sont *identiques*, c'est-à-dire que leurs molécules ont même masse, même volume, même vitesse d'agitation u . Le chemin moyen l sera donc le même dans les deux gaz purs et dans tous leurs mélanges.

Cette restriction, apportée au problème général, revient, si l'on veut, à imaginer que, dans un gaz B donné, on a marqué un certain nombre de molécules dont l'ensemble constituera le gaz A. C'est pour cela que nous parlons de la diffusion d'un gaz sur lui-même.

Pratiquement les conclusions auxquelles nous serons amenés s'appliqueront avec une assez grande approximation à deux gaz de poids moléculaires voisins et dont les points critiques sont peu écartés l'un de l'autre.

35. Soit Q la masse du gaz A qui, dans l'unité de temps, traverse l'unité de surface d'un plan parallèle aux plans X_1, X_2 . On a par définition :

$$(32) \quad Q = -D \frac{d(nmc)}{dx} = D \frac{d[nm(1-c)]}{dx}.$$

D se nomme le *coefficient de diffusion*. La formule (32) exprime que le coefficient de diffusion de A dans B est égal au coefficient de

diffusion de B dans A, ce qui est, dans le cas actuel, évident, puisque A et B sont identiques.

36. Posons d'autre part :

$$(33) \quad y = mc.$$

Le flux \mathcal{F} , qui dès lors est un flux de masse, a pour expression :

$$(34) \quad \mathcal{F} = -\frac{1}{3} n u l \frac{d(mc)}{dx} = -\frac{1}{3} u l \frac{d(nmc)}{dx} = Q,$$

et l'on a :

$$(35) \quad D = \frac{1}{3} u l.$$

37. Nous avons fait allusion aux difficultés que soulève le problème général de la diffusion des gaz. Les raisonnements faits ci-dessus (§ 10 à 20) relativement au chemin moyen font prévoir que cet élément, dans un mélange homogène de gaz A et B, n'est pas le même pour les deux gaz et qu'il dépend de la concentration c de A dans B.

On voit bien qu'un mélange primitivement homogène se maintiendra tel, malgré tout ; car la concentration étant la même de part et d'autre d'un plan quelconque, peu importe que la rapidité du passage des molécules A puisse différer de celle des molécules B. Le nombre des molécules A passant d'arrière en avant et d'avant en arrière reste en effet le même ; ni la concentration, ni la pression ne peuvent changer.

Au contraire, s'il y a primitivement un gradient de la concentration de A, les molécules A se portent en excès dans la direction inverse du gradient, les molécules B dans le sens de ce gradient. Et si les vitesses de passage sont inégales, il en résultera un accroissement de la pression dans le sens où se portent les molécules les plus rapides.

Or l'expérience n'a jamais permis de constater qu'une différence de pression puisse s'établir par la diffusion. De plus il semble prouvé que le coefficient d'interdiffusion de deux gaz est indépendant de la concentration, dont dépendent cependant les chemins moyens.

Ces difficultés ne paraissent pas encore parfaitement élucidées (1). Nous nous bornons à les signaler.

38. De la comparaison des formules (30) et (35), on tire :

$$(36) \quad D = \frac{\eta}{nm} = \frac{\eta}{\rho},$$

ρ désignant la masse de l'unité de volume du gaz. C'est un exemple remarquable des relations introduites par la théorie cinétique (voir § 29).

39. Cependant une remarque s'impose. La formule (36) suppose qu'on est bien en droit d'assigner exactement la même valeur au chemin moyen, suivant qu'il s'agit de viscosité ou de diffusion. Sinon la formule doit contenir un coefficient numérique égal au rapport des deux chemins.

D'après Jeans (2), auquel nous renverrons le lecteur, ces chemins sont inégaux. La formule (36) doit être remplacée par la formule analogue :

$$(37) \quad D = 1,34 \frac{\eta}{\rho}.$$

Il est malheureusement bien difficile de soumettre les formules 36 et (37) à un contrôle expérimental. S'il est relativement aisé de mesurer le coefficient de viscosité η d'un gaz A donné, la mesure du coefficient de diffusion de ce gaz sur lui-même est, de soi, une opération impossible. Pour tourner la difficulté, il faudrait être en possession d'un gaz B chimiquement différent de A, mais physiquement identique, et étudier la diffusion de A dans B.

40. Terminons en faisant observer que, puisque m et nl sont supposés constants pour un gaz donné, le coefficient de viscosité η [formule (31)] doit être indépendant de la pression, ce que l'expérience vérifie. Mais η doit varier proportionnellement à u , c'est-à-dire à la racine carrée de la température absolue T.

¹ Voir à ce sujet, dans l'édition française des *Leçons sur la théorie des gaz* de BOLTZMANN (traduction Gallotti), 1^{re} partie, p. 200, une note très suggestive de M. Brillouin.

(2) JEANS, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VIII, p. 700 ; 1904.

Or M. Sutherland (1) a proposé la formule empirique :

$$(38) \quad \eta = \eta_0 \sqrt{\frac{T}{273}} \frac{1 + \frac{C}{273}}{1 + \frac{C}{T}},$$

dans laquelle C est un coefficient spécifique, lequel, *même pour des gaz monoatomiques*, varie largement avec la nature du gaz. On aurait pour l'hélium $C = 80,3$ et pour l'argon $C = 169,9$.

La formule de M. Sutherland représente les expériences d'une manière à peu près rigoureuse dans des limites très étendues (pour l'air de -21° à $+302^\circ$). Notre formule (31) est donc assez grossièrement inexacte.

Comment échapper à cette difficulté ? C'est une question à laquelle nous essaierons de répondre dans un prochain article.

CHALEUR SPÉCIFIQUE DES CORPS COMPOSÉS ;

Par M. J. DUCLAUX (2).

Nous ne connaissons pas actuellement de règle permettant de déduire la chaleur spécifique d'un composé (solide, liquide ou gazeux) de sa seule composition chimique. Les tentatives faites pour découvrir une telle règle ont conduit à des relations d'additivité valables dans des cas particuliers, mais sans portée générale. Ces relations sont connues et ont été amplement discutées (3) ; il est donc inutile de revenir sur elles, si ce n'est pour essayer de découvrir la raison commune de leur insuffisance.

Elles reposent toutes au fond sur l'hypothèse que les atomes ont toujours, en combinaison, la même chaleur spécifique, ou du moins un nombre fini et petit de chaleurs spécifiques en relation simple les

(1) Voir *Recueil de Constantes physiques* publié par la Société française de Physique, tableaux 22 et 22^a.

(2) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 20 juin 1913.

(3) Voir par exemple : CHWOLSON, *Traité de Physique*, t. III, p. 258 (1909) ; WINKELMANN, *Traité de Physique*, t. III, p. 199 (1906) ; OSTWALD, *Lehrbuch der allg. Chemie*, t. I, p. 584 (1891).

unes avec les autres. Le mode de liaison des atomes entre eux n'interviendrait donc pas, ce qui est bien invraisemblable, car c'est ce mode de liaison qui régit les mouvements de l'atome, dont dépend justement sa chaleur spécifique. De plus, les chaleurs spécifiques des composés sont variables avec la température, quelquefois même très rapidement : il faut donc admettre que les chaleurs spécifiques atomiques sont aussi variables avec la température, hypothèse inconciliable avec la constance, ou quasi-constance, de la chaleur spécifique des gaz voisins de l'état parfait.

On ne peut sortir de cette difficulté qu'en accordant, dans le calcul de la chaleur spécifique des composés, autant d'importance, sinon plus, à la nature et au nombre des liaisons entre atomes qu'à la nature et au nombre des atomes eux-mêmes ; et la véritable manière d'aborder la question est alors celle qui a été employée pour la première fois par Von Reis ⁽¹⁾ et développée par Schiff ⁽²⁾. Elle consiste à envisager tout d'abord le cas le plus simple, qui (abstraction faite de celui des gaz qui, préférable théoriquement, est plus difficile à étudier expérimentalement) est celui des liquides organiques. S'il y a des relations à découvrir, c'est dans les séries homologues de corps organiques qu'on les trouvera le plus facilement, puisqu'on opérera alors non seulement sur les mêmes atomes, mais sur des liaisons de même nature.

Pour cette étude, Schiff compare les capacités calorifiques moléculaires d'un grand nombre de composés, et cherche quel effet produit sur cette capacité une substitution déterminée, c'est-à-dire quelle différence existe entre les capacités de corps différant les uns des autres par H^2 ou CH^2 en plus, ou Cl substitué à H , etc... Il obtient ainsi deux séries de nombres correspondant l'une aux capacités calorifiques calculées d'après les chaleurs spécifiques moyennes entre 20° et la température d'ébullition des corps considérés, l'autre aux capacités moyennes entre 20° et 100° . Cette seconde série seule présente de l'intérêt, car toutes les liaisons de même nature doivent être considérées à la même température ou dans les mêmes limites de température. Les résultats en sont les suivants :

La substitution de CH^2 à H , c'est-à-dire l'addition de CH^2 , qui fait passer d'un terme d'une série homologue au terme suivant, augmente

¹ *Wiedemann's Annalen*, t. XIII, p. 447; 1881.

² *Liebigs Ann.*, t. CCXXXIV, p. 300; 1886.

la capacité moléculaire de 7,5 en moyenne avec des petites variations de part et d'autre (6,8 pour les aldéhydes, 8,5 pour les alcools).

La substitution de Cl à H augmente la capacité de 2 à 6 unités. Le brome et l'iode produisent une augmentation du même ordre.

La substitution de NH^2 à H augmente de 13 unités environ. Enfin, l'addition de C, ou de H^2 , pour passer d'un terme d'une série non saturée à un terme saturé ou réciproquement, ne donne pas de résultats constants.

Somme toute, les seuls résultats bien nets des travaux de Von Reis et de Schiff sont relatifs à la première substitution, de CH^3 à H. Leur insuccès pour les autres substitutions ne doit pas étonner, car, faute d'un matériel expérimental suffisant, ils en sont réduits à comparer les uns aux autres des corps de constitution très différente : par exemple, pour la substitution de Cl à H, Schiff compare :

l'acide butyrique.....	$\text{C}^4\text{H}^8\text{O}^2$	ou	$\text{CH}^3 \cdot \text{CH}^2 \cdot \text{CH}^2 \cdot \text{COOH}$
et le dichloracétate d'éthyle...	$\text{C}^4\text{H}^7\text{ClO}^2$	ou	$\text{CHCl}^2 \cdot \text{COO} \cdot \text{CH}^2 \cdot \text{CH}^3$

ou encore :

le chlorure d'acétyle.....	$\text{CH}^3 \cdot \text{COCl}$
et le chloral.....	$\text{CCl}^3 \cdot \text{COH}$

alors que logiquement le dichloracétate devait être comparé à l'acétate et le chloral à l'aldéhyde.

Pour affermir et étendre les résultats de Von Reis et de Schiff, il suffisait de profiter de tous les nombres déterminés après eux, en comparant ceux qui sont réellement comparables. C'est ce travail, purement statistique, dont je présente les résultats : ils sont assez différents des leurs, car j'ai préféré considérer, au lieu des chaleurs spécifiques moyennes, les chaleurs vraies à la même température. J'ai fait choix de la température de 20° à laquelle se rapporte le plus grand nombre des déterminations ; et pour ne pas être obligé de faire un choix entre les nombres trouvés pour le même corps par différents expérimentateurs, j'ai simplement pris ceux du *Recueil de Constantes* de la Société de Physique, qui ont été rassemblés comme les plus dignes de confiance et sans aucune préoccupation de vérifier une théorie.

Les résultats obtenus s'expriment de la manière suivante : lorsqu'on effectue sur une molécule une substitution déterminée, la capacité calorifique moléculaire se trouve augmentée d'une certaine quan-

tité qui est toujours à peu près la même, quelle que soit la molécule considérée : de telle sorte qu'on peut envisager cette quantité comme caractéristique de la substitution considérée. Voici le tableau des nombres qui ont pu être déterminés avec quelque exactitude :

Substitution de CH ³ à H		Différence Δ = + 6,5	(73)
C = C	CH — CH	— 2,9	(22)
Cl	H	+ 4,5	(25)
NH ²	H	+ 8,0	(5)
OH	H	+ 8,0	(9)
(alcool ou phénol)			
CO ² H	H	+ 14,9	(10)
CO	CH ²	+ 4,0	(7)
OCH ³	OH alcoolique	+ 5,0	(6)
C ⁶ H ⁵	H	+ 23,9	(17)

Les chiffres entre parenthèses de la dernière colonne représentent le nombre de différences individuelles dont on a pris la moyenne pour former le tableau des Δ : plus ce nombre est grand, plus le Δ correspondant mérite confiance. En effet, il faut s'attendre dans un travail de ce genre à des écarts assez considérables par rapport à la moyenne, les chaleurs spécifiques dont on fait la différence ayant le plus souvent été déterminées par des expérimentateurs différents avec des méthodes différentes. Ce n'est qu'en prenant des moyennes qu'on peut éliminer les erreurs résultant de ce fait (1).

Les nombres du tableau des Δ permettent non seulement de calculer la chaleur spécifique des dérivés d'un corps (par exemple celle du chlorotoluène en fonction de celle du toluène), mais aussi, ce qui est beaucoup plus intéressant, de calculer directement la chaleur spécifique d'un très grand nombre de liquides organiques d'après leur seule composition. En effet, la plupart des composés organiques (tous même si on veut) peuvent se déduire, par une série de substitution, de la molécule d'hydrogène H². Il suffira donc, pour obtenir leur capacité calorifique moléculaire à 20°, de prendre comme base

(1) On aura une idée de ces écarts par rapport à la moyenne par le tableau correspondant à la première des substitutions envisagées. Sur les nombres dont la moyenne est 6,5 :

2	sont compris entre	2,5	et	3,4
0		3,5		4,4
8		4,5		5,4
49		5,5		7,4
8		7,5		8,4
6		8,5		10,6

la molécule d'hydrogène dont la capacité est 6,6 et d'effectuer sur elle les substitutions convenables en appliquant chaque fois le Δ correspondant.

Soit par exemple à calculer ainsi la capacité calorifique moléculaire de la formamide : le calcul sera conduit de la manière suivante :

Base.....	H ²				6,6
Substitution de	CH ³ à H	donne	H . CH ³	$\Delta = +$	6,5
	CO à CH ²		H . COH	+	4,0
	NH ² à H		H . CONH ²	+	8,0
					25,1

le nombre expérimental étant 24,8.

La différence entre le nombre expérimental et le nombre calculé est dans ce cas de 1,2 0/0. J'ai cherché si le même mode de calcul donnait dans tous les cas des résultats aussi satisfaisants, et pour cela j'ai calculé la capacité calorifique de 128 liquides pour lesquels le *Recueil de constantes* donne le nombre expérimental à 20°, ou à des températures suffisamment voisines pour qu'on puisse en déduire la capacité à 20°. On trouvera les nombres dans le tableau suivant : la première colonne donne la capacité calorifique moléculaire *calculée* ; la seconde, la capacité donnée par l'expérience.

	Capacité calor. moléculaire			Capacité calor. moléculaire	
	calc.	obs.		calc.	obs.
Acétal.....	58,6	55,6	Amyle, valérate.....	80,0	79,0
Acétique, acide.....	28,0	28,3	Amylène.....	36,2	20,8
Acétone.....	30,1	30,3	Amylique (iso), alcool...	47,1	48,8
Acétyle, chlorure.....	28,1	27,1	Aniline.....	38,5	40,5
Allyle, acétate.....	44,6	44,8	Anisol.....	43,5	45,7
— butyrate.....	57,6	57,8	Benzène.....	30,5	31,5
— chloracétate.....	49,1	53,2	Benzylique, alcool.....	45,0	51,9
— dichloracétate....	53,6	56,2	Bromobenzène.....	35,0	34,7
— trichloracétate...	58,1	58,7	Butyle, acétate.....	54,0	53,2
— chlorure.....	29,7	27,2	— butyrate.....	67,0	66,1
— oxalate.....	69,6	72,4	— formiate.....	47,5	46,9
— propionate.....	51,1	51,4	— oxalate.....	88,4	89,0
— succinate.....	82,6	89,5	— propionate.....	60,5	59,6
— valérate.....	64,1	64,0	— valérate.....	73,5	72,6
Allylique, alcool.....	31,2	27,8	Butylique, alcool.....	40,6	37,5
Amyle, acétate.....	60,5	59,6	Butyrique, acide.....	41,0	39,6
— butyrate.....	73,5	72,6	Chloral.....	37,1	35,0
— formiate.....	54,0	53,2	Chlorobenzène.....	35,0	31,8
— oxalate.....	101,4	103,5	Chloréthane (di).....	28,6	29,7
— propionate.....	67,0	66,1	Chloréthylène (tétra)....	32,2	32,4

	Capacité calor. moléculaire			Capacité calor. moléculaire	
	calc.	obs.		calc.	obs.
Chlorométhane (di).....	22,1	24,5	Méthyle, butyrate.....	41,0	40,4
Chloroforme.....	26,6	28,0	— carbonate.....	43,1	40,7
Chlorométhane (tétra)...	31,1	31,0	— chloracétate...	39,0	41,2
Chlorotoluène.....	41,5	41,7	— dichloracétate..	43,5	45,1
Cymène.....	56,5	56,4	— trichloracétate..	48,0	47,3
Décane.....	71,6	70,4	— formiate.....	28,0	31,0
Décylène.....	68,7	65,6	— propionate.....	41,0	40,4
Diallyle.....	39,8	33,8	— valérate.....	54,0	53,2
Diéthylaniline.....	64,5	67,3	Méthylque, alcool.....	21,1	19,0
Diméthylaniline.....	51,5	48,9	Nonane.....	65,1	64,3
Dodécane.....	84,6	85,0	Nonylène.....	62,2	61,0
Dodécylène.....	81,7	76,7	Octane.....	58,6	58,6
Ethyle, acétate.....	41,0	40,4	Octylène.....	55,7	55,5
— acétylacétate....	58,0	58,0	OEnanthylque, aldéhyde.	56,1	44,7
— benzoate.....	58,4	58,4	Pentadécane.....	104,1	105,3
— butyrate.....	54,0	53,2	Pentadécylène.....	101,2	99,0
— bromure.....	24,1	23,2	Propionique, acide.....	34,5	34,9
— carbonate.....	56,1	35,6	Propylbenzène.....	50,0	50,5
— chloracétate....	45,5	48,5	Propyle, acétate.....	47,5	46,9
— dichloracétate..	50,0	51,5	— benzoate.....	64,9	65,3
— trichloracétate..	54,5	54,5	— butyrate.....	60,5	59,6
— formiate.....	34,5	37,8	— chloracétate....	52,0	56,3
— iodure.....	24,1	25,8	— dichloracétate..	56,5	58,3
— malonate.....	68,9	69,4	— trichloracétate..	61,0	61,0
— oxalate.....	62,4	63,4	— formiate.....	41,0	40,4
— oxyde.....	39,1	40,0	— malonate.....	81,9	81,5
— phénate.....	50,0	54,5	— oxalate.....	75,4	75,4
— propionate.....	47,5	46,3	— propionate.....	54,0	53,2
— succinate.....	75,4	78,6	— succinate.....	88,4	91,3
— valérate.....	60,5	59,6	— valérate.....	67,0	66,1
Ethylbenzène.....	43,5	41,8	Propylque, alcool.....	34,1	33,7
Ethylque, alcool.....	27,6	26,4	— aldéhyde....	30,1	31,1
Formamide.....	25,1	24,8	Pseudocumène.....	50,0	49,6
Formique, acide.....	21,5	21,5	Salicylique, aldéhyde...	49,0	46,6
Glycérine.....	50,1	50,7	Tétradécane.....	97,6	98,3
Glycol.....	35,6	35,4	Tétradécylène.....	94,7	88,4
Heptane.....	52,1	50,7	Toluène.....	37,0	37,0
Heptylène.....	49,2	47,8	Toluidine.....	45,0	49,3
Hexadécane.....	110,6	112,0	Tridécane.....	91,1	91,8
Hexane.....	45,6	45,3	Tridécylène.....	88,2	83,1
Hexylène.....	42,7	42,5	Undécane.....	78,1	78,2
Mésithylène.....	50,0	47,9	Undécylène.....	75,2	74,2
Méthylal.....	39,1	39,6	Valérique, acide.....	47,5	47,2
Méthyle, benzoate.....	51,9	51,4	Xylène.....	43,5	42,8

Je n'ai pas fait entrer dans ce tableau les différences individuelles entre les nombres calculés et les nombres observés, parce que ces différences, considérées isolément, ne nous apprennent rien en raison de l'incertitude des nombres expérimentaux. Le seul point à

envisager est la grandeur moyenne des écarts, et il est, pour le moment, sans intérêt qu'ils correspondent à tel corps plutôt qu'à tel autre. Voici quels sont ces écarts, évalués en 0/0 des nombres observés :

70 écarts sont compris entre	0 et	2 0/0
17	2	4
16	4	6
9	6	8
6	8	10
10	10	74

L'écart moyen est de 3,95 0/0 ; mais, en regardant les nombres de près, on voit que si la plupart des écarts sont faibles, quelques-uns sont tellement grands qu'ils demandent une explication spéciale : ce sont les écarts relatifs à l'alcool benzylique (13 0/0), au diallyle (18 0/0), à l'aldéhyde œnanthylrique (25 0/0), au carbonate d'éthyle (58 0/0), à l'amylène (74 0/0). Les données expérimentales relatives à ces cinq corps sont du même auteur (von Reis) ; en se reportant au mémoire, on voit que les nombres donnés résultent d'extrapolations tout à fait incertaines⁽¹⁾ et ne méritent par suite aucune confiance. Si on les supprime, et avec eux tous les autres nombres de von Reis (pour ne pas paraître choisir entre ces nombres), il reste 111 corps, étudiés par 12 expérimentateurs différents⁽²⁾, et pour lesquels l'écart moyen entre le nombre calculé et le nombre observé est 2,36 0/0.

On peut considérer ce résultat comme extrêmement satisfaisant. D'abord il faut remarquer que la précision obtenue ne peut pas être supérieure à celle avec laquelle les coefficients Δ eux-mêmes sont déterminés : or plusieurs de ces coefficients sont donnés par un trop petit nombre d'observations pour qu'on puisse espérer en obtenir la valeur exacte. Dans les cas compliqués où plusieurs coefficients interviennent, une incertitude sur leur valeur peut conduire à une erreur relative considérable.

Les nombres calculés ne sont donc pas les meilleurs possibles.

(1) Pour l'amylène par exemple, les résultats expérimentaux sont pour la chaleur moyenne : 0,5266 de 17,73 à 29,90 ; 0,5381 de 15,56 à 41,95 ; 0,5414 de 16,75 à 49,15. En représentant ces nombres par une formule du 2^e degré, Von Reis trouve pour chaleur vraie, extrapolée à 0°, le nombre 0,282 qui est évidemment beaucoup trop faible. Un nombre voisin de 0,50 est beaucoup plus probable.

(2) Bartoli, Battelli, Berthelot, Berthelot et Ogier, Bose, Forch, Louguinine, Mabery et Goldstein, Regnault, Schiff, Schwes, Walden.

Il en est de même des nombres expérimentaux qui servent à la comparaison : car il est douteux que leur précision soit supérieure à 2,0 ou 3 0/0. Faisons momentanément abstraction des erreurs expérimentales : l'incertitude sur la nature de l'échelle thermométrique employée introduit à elle seule une erreur de 0,5 0/0, et l'incertitude sur la valeur de la calorie employée (qui peut aussi bien être la calorie à 10° que la calorie à 40°) une autre erreur de 0,5 0/0. D'ailleurs les déterminations calorimétriques les plus précises, celles qui ont été faites sur l'eau, présentent entre elles, toutes réductions faites, des différences allant jusqu'à 0,6 0/0 ; dans des déterminations faites sans précautions spéciales, une erreur de 1 0/0 est donc normale. Enfin la plus grande incertitude provient de l'impureté des substances étudiées : bien peu de liquides organiques peuvent être garantis à 99 0/0 de pureté, et beaucoup contiennent de l'eau qui, à cause de sa chaleur spécifique deux fois plus grande, est justement l'impureté la plus à craindre.

Au total, il ne faut pas compter que les chaleurs spécifiques sont exactes et comparables à plus de 2 0/0 près ; et cette conclusion ne fait que s'affirmer si l'on compare les résultats trouvés pour le même liquide par des expérimentateurs différents. Voici quelques nombres à l'appui :

Aniline à 0°	C = 0,494 (Bartoli, 1895)
	0,508 (Griffiths, 1895)
	0,471 (Schiff, 1897)
	0,484 (De Forcrand, 1903)
	0,383 (Schiff, 1886)
Benzène à 0°	0,396 (Pickering, 1890)
	0,414 (Forch, 1907)
	0,397 (Mills et Mac Reis, 1910)

L'erreur moyenne de ces nombres par rapport à leur moyenne est 2,45 0/0 (aniline) et 2,1 0/0 (benzène), c'est-à-dire très voisine de l'écart moyen des nombres observés et des nombres calculés d'après les coefficients Δ (2,36 0/0).

Je crois donc pouvoir conclure que les nombres calculés par les coefficients Δ sont actuellement aussi exacts que les nombres expérimentaux, c'est-à-dire que *la chaleur spécifique d'un composé organique liquide peut être déterminée par le calcul, en fonction de sa seule composition, avec autant d'exactitude que par l'expérience.*

Il est cependant certain qu'un mode de calcul aussi simple ne peut

donner que des résultats approchés, j'en ai donné les raisons (Société de physique, séance du 20 juin 1913) que j'aurai bientôt l'occasion de développer. Mais il est assez curieux que, malgré ces raisons, l'approximation obtenue soit aussi grande : c'est un résultat auquel on ne pouvait pas s'attendre. Il serait intéressant de savoir si, dans les cas où l'écart est grand (> 5 0/0 par exemple), il résulte d'erreurs expérimentales ou de l'imperfection du mode de calcul. Actuellement on ne peut rien conclure : car après l'élimination des nombres de Von Reis, le plus grand écart relatif, sur les 111 nombres restant, est 11 0/0 ; et si l'erreur moyenne des nombres expérimentaux est de 2 0/0 (nombre certainement au-dessous de la vérité), il n'est pas invraisemblable d'admettre qu'elle puisse, une fois sur cent, atteindre 11 0/0.

LE RÉCEPTEUR TÉLÉPHONIQUE ;

Par M. A. GUYAU.

I. — Le récepteur téléphonique est resté, à part quelques modifications de détail, identique à l'appareil auquel Graham Bell a attaché son nom (1876) ⁽¹⁾.

Mais cet appareil, d'une si grande simplicité apparente, est assez obscur dans son fonctionnement.

D'après Page, il faudrait rechercher, au moins en partie, l'origine des vibrations sonores dans les déformations des pièces magnétiques de l'appareil, corrélatives au mouvement moléculaire produit par les variations du champ exciteur ⁽²⁾.

Mais, en général, c'est la membrane téléphonique qui est la liaison effective entre les ondes acoustiques et les ondes électriques.

Son étude a été entreprise par Mercadier, qui a fait connaître dans quelques notes ⁽³⁾ les remarquables recherches auxquelles il a été conduit.

La courbe de la *fig. 1* les résume : pour tout téléphone de champ

(1) Au sujet des premiers appareils de Graham Bell, voir le *Bulletin de la Société internationale des électriciens*, mars 1913, p. 167.

(2) ERIC GÉRARD, *Leçons sur l'électricité*, t. II, p. 323.

(3) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 8 et 15 avril 1889, 12 et 19 janvier 1891.

magnétique donné, il y a une épaisseur de la membrane de fer qui correspond à un maximum très net de sensibilité.

La présence de ce maximum peut être expliquée de la façon suivante : la flexibilité de la membrane croît, d'une part, quand son épaisseur diminue, mais, d'autre part, il en est de même de la saturation magnétique de celle-ci et de la fraction inutilisée du flux, issu des pôles de l'électro-aimant, qui se ferme dans l'air⁽¹⁾. Il existe de même, toutes autres choses égales d'ailleurs, un diamètre optimum de la membrane, une intensité d'aimantation des noyaux de l'électro qu'il n'y a pas d'intérêt à dépasser, etc..., résultats d'expérience qu'on peut interpréter par les modifications corrélatives de la flexibilité de la membrane et de son inertie, par les variations de la perméabilité du fer avec l'intensité d'aimantation, etc...

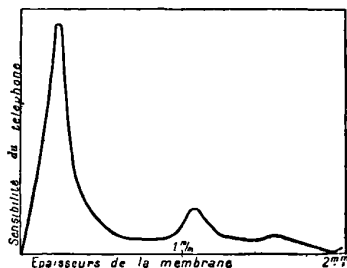


FIG. 1.

Puisqu'en définitive les mouvements de la membrane sont liés aux variations du champ magnétique, c'est-à-dire à celles des ampères-tours excitateurs, on voit que la sensibilité du récepteur téléphonique est fonction, non seulement de ses caractéristiques mécaniques et magnétiques, mais aussi de celles du bobinage inducteur. À ce point de vue, le problème se présente sous un aspect analogue à celui du galvanomètre⁽²⁾. Si, pour un appareil donné et pour un encombrement déterminé des bobines, on fait varier le nombre des spires, on modifie dans le même sens l'impédance de l'appareil. Le

⁽¹⁾ Mercadier démontra en outre que le mouvement de la membrane était bien dû à des attractions magnétiques et accessoirement seulement aux réactions entre le champ magnétique et les courants induits dans la membrane par les variations de celui-ci. Pour l'étude des membranes diamagnétiques, voir MERCADIER, C. R., 15 avril 1889.

⁽²⁾ RAYLEIGH, *Philosophical Magazine*, septembre 1894.

problème de la sensibilité du téléphone est, en général, trop complexe pour être utilement abordé par le calcul. Il admet cependant une solution élégante en télégraphie sans fil⁽¹⁾ : la résistance du téléphone, au moins dans le cas où la fréquence de l'étincelle est peu élevée, doit être égale à celle du détecteur. Cette règle universellement adoptée par les constructeurs conduit à associer au détecteur électrolytique un téléphone de plusieurs milliers d'ohms (8000 en général) et à certains détecteurs à cristaux des appareils de quelques dizaines d'ohms seulement.

Il est assez difficile de préciser la sensibilité du récepteur téléphonique, car elle dépend des conditions d'observation et notamment des courbes de sensibilité de l'instrument et de l'oreille de l'opérateur en fonction de la fréquence. Néanmoins on peut compter qu'une conversation téléphonique exige 10 à 20 microampères avec un appareil d'une centaine d'ohms et que cet instrument peut déceler des bruits correspondant à une assez petite fraction de microampère.

II. — Les très multiples éléments qui agissent sur la sensibilité du téléphone sont difficiles à définir, et l'on se contente généralement de désigner chaque appareil par sa résistance ohmique, quantité suffisamment caractéristique pour des appareils de dimensions similaires.

En fait, la résistance et l'inductance effectives de l'écouteur sont des quantités variables non seulement en fonction de la fréquence, de la forme et de l'intensité du courant, mais aussi au cours même d'une période. Il faut voir là sans doute la conséquence de l'inégale distribution du courant dans les fils de bobinage, des pertes dans le fer (courants de Foucault, hystérésis, etc...), des propriétés magnétiques complexes de celui-ci, et aussi des variations de la réluctance du circuit magnétique corrélatives des mouvements de la membrane.

Des mesures attentives, faites au pont d'Anderson par exemple, permettent de se rendre compte que :

- 1° La réluctance du circuit magnétique est, ou du moins peut être, pour certains appareils, notablement modifiée par la présence de la membrane ;
- 2° Les pertes par courant de Foucault, hystérésis, etc..., dans la

(1) GUYAU, *Le téléphone instrument de mesure* (Gauthier-Villars, édit.), p. 158.

membrane téléphonique créent des perturbations périodiques de la résistance et de l'inductance de l'appareil ;

3° Les propriétés magnétiques et le mouvement de la membrane téléphonique créent des perturbations périodiques de la résistance et de l'inductance de l'appareil.

Les variations fort importantes de la résistance et de l'inductance en fonction de la fréquence viennent à nouveau d'être mises en évidence par MM. Kennely et Pierce, qui leur ont consacré une remarquable étude⁽¹⁾.

Ces expérimentateurs ont en outre constaté que le mouvement de la membrane téléphonique n'agissait pas seulement sur les valeurs instantanées de la résistance et de l'inductance, mais aussi sur leurs valeurs moyennes, telles qu'on pouvait les conclure d'une mesure au pont.

Dans une première étude sur un appareil de réseau, faite en étouffant avec le doigt les mouvements de la membrane, ils ont observé que la courbe ascendante de la résistance en fonction de la fréquence avait une allure parabolique et que le produit de la résistance de l'appareil par son inductance était sensiblement indépendant de la fréquence :

$$LR = C^{te}.$$

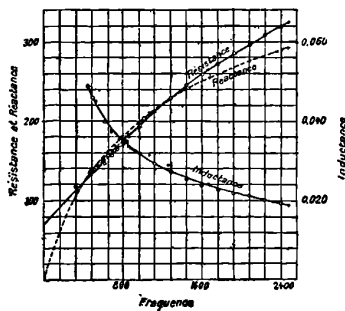


FIG. 2.

La fig. 2 reproduit les courbes de la résistance, de l'inductance et de la réactance d'un appareil de 71 ohms.

Dans une seconde étude, MM. Kennely et Pierce, laissant la

(1) KENNELY et PIERCE, *The impedance of telephone receivers as affected by the motion of their diaphragm* (*Electrical World*, 14 septembre 1912).

membrane vibrer librement, ont constaté que la résistance et la réactance de l'appareil, assez voisines des valeurs qu'elles avaient précédemment, soit aux basses fréquences, soit aux fréquences élevées, en différaient notablement au voisinage de la période propre fondamentale de la membrane, ce qu'ils ont attribué, avec raison, semble-t-il, aux vibrations énergiques de celles-ci à la résonance.

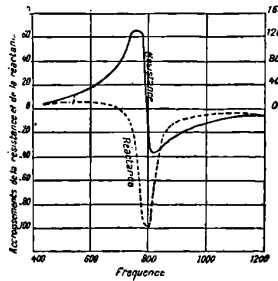


FIG. 3.

La *fig. 3* met en évidence les accroissements positifs ou négatifs pris par la résistance et la réactance du même téléphone pour une f. é. m. constante de 0,3 volt, appliquée à ses bornes⁽¹⁾. Ces courbes ont quelque analogie avec celle de l'indice de réfraction d'un milieu optique au voisinage d'une bande d'absorption.

Elles fournissent un moyen original de mesurer l'amortissement de la membrane⁽²⁾.

Avec les très petits déplacements de la membrane qui correspondent aux courants téléphoniques normaux, il est vraisemblable que ces effets sont fort réduits et que les variations de la résistance et de la réactance de l'appareil correspondent aux courbes obtenues en étouffant les vibrations.

III. — Le fonctionnement du récepteur téléphonique se prête, dans une certaine mesure, à l'analyse mathématique. Je me bornerai ici à écrire ses équations électrique et mécanique⁽³⁾ en fonction du déplacement u du centre de la membrane, du courant i qui traverse

(1) Les équations du téléphone indiquées ci-après donnent l'interprétation du phénomène. Voir KENNELLY et PIERCE, *loc. cit.*

(2) Voir KENNELLY et PIERCE, *loc. cit.*

(3) Voir POINCARÉ, *Étude du récepteur téléphonique (Éclairage électrique, t. L, 1907)*; GUYAU, *Le téléphone instrument de mesure*, p. 12.

les enroulements et de la tension v établie à ses bornes :

$$m \frac{d^2u}{dt^2} + \alpha \frac{du}{dt} + \beta u - Mi = 0,$$

$$M \frac{du}{dt} + L \frac{di}{dt} + Ri = v.$$

Le coefficient m doit être pris, d'après la théorie du mouvement élastique des plaques vibrantes, égal au cinquième de la masse de la membrane (1). Les coefficients L et R représentent, à la fréquence considérée, l'inductance et la résistance du téléphone. Quant aux autres coefficients, j'ai trouvé, par l'étude oscillographique(2) d'un téléphone de réseau (3) de 127 ohms, les valeurs suivantes :

$$\alpha = 800,$$

$$\beta = 2,5 \times 10^7.$$

$$M = 2 \times 10^7,$$

en unités C. G. S.

Il en résulte qu'à un courant de basse fréquence de 10 microampères efficaces, traversant les enroulements d'un récepteur normal d'une centaine d'ohms, correspond une amplitude du mouvement de la membrane de l'ordre du centième de micron. *Une conversation téléphonique correspondra, vu la sensibilité plus élevée de l'appareil aux fréquences vocales, à des amplitudes de quelques cent-millièmes de millimètre* (4).

IV. — D'aussi petits mouvements sont difficiles à déceler, plus difficiles encore à mesurer. On peut songer à employer une amplification mécanique. Dans cet ordre d'idées, Elihu Thomson construisit jadis un téléphone de grandes dimensions qu'il utilisait comme ampèremètre pour courant continu. Un système de leviers en alumi-

1) POINCARÉ, *loc. cit.*

(2) Voir *J. de Phys.*, ce vol. p. 195, *Les conditions de fonctionnement d'un oscillographe interférentiel* à enregistrement photographique.

(3)

Résistance ohmique.....	127 ^{oh}
Diamètre du fil.....	{ nu 7/100 de mm. env.
	{ guipé 10/100 de mm. env.
Nombre de spires par pôle.....	500 environ
Section des pôles.....	10 × 2,5 = 25 mm.
Distance des pôles d'axe en axe.....	9 ^{mm} ,00
Épaisseur de la membrane.....	0 ^{mm} ,3
Poids de la membrane.....	4 ^{gr} ,65
Poids du miroir placé en son centre...	0 ^{gr} ,12

(4) Cette conclusion est d'accord avec l'observation de la membrane pendant une conversation (*fig. 4*).

nium et un miroir servaient à amplifier les mouvements de la plaque vibrante. Wien ⁽¹⁾ établit, sur un principe analogue, une sorte de galvanomètre à résonance qu'on emploie en réglant la période de la membrane et celle de l'équipage mobile sur la période du courant étudié.

On peut, par ailleurs, profiter de ce que l'encastrement de la membrane entraîne des déplacements angulaires d'une certaine région de celle-ci pour coller, à une distance convenable du centre et du bord, un miroir donnant optiquement par réflexion lumineuse une certaine amplification du mouvement. C'est ce mode opératoire qui fut employé par Kempf Hartmann ⁽²⁾ et tout récemment par Manne Siegbahn ⁽³⁾, mais il permet seulement l'étude de mouvements beaucoup plus importants que ceux de la membrane en service normal ⁽⁴⁾.

Il semble qu'il faille attribuer à Salet l'idée d'utiliser les propriétés des anneaux colorés à la mesure des mouvements de la membrane. Plus tard, Cauro, stroboscopant des anneaux de Newton, établit que l'ordre de grandeur des mouvements des plaques téléphoniques et microphoniques était d'une fraction de micron.

Le dispositif rudimentaire de cet expérimentateur n'était pas susceptible de fournir des déterminations précises; sans doute n'a-t-il pas poussé plus loin sa tentative, à cause de la difficulté de la mise au point d'un véritable appareil de mesure ⁽⁵⁾.

V. — J'ai repris l'étude du mouvement de la membrane téléphonique à l'aide de l'« oscillographe interférentiel » que j'ai décrit précédemment; voici les oscillogrammes d'une conversation téléphonique (fig. 4 et 5). L'écouteur était l'appareil de 127 ohms dont j'ai donné plus haut les caractéristiques, muni d'un miroir de 0^{er},12. La fig. 4 correspond à la transmission du mot *Allo*, avec une intensité

(1) WIEN, *Wiedemann's Annalen*, t. XLII, p. 393; t. XLIV, p. 681.

(2) KEMPF HARTMANN, *Drude's Annalen der Physik*, t. VIII, n° 7, 1902, p. 481.

(3) MANNE SIEGBAHN, *Annalen der Physik*, 4^e série, t. XLII, n° 14, 1913, p. 689.

(4) MANNE SIEGBAHN, *loc. cit.*, p. 691.

(5) Cependant Raps (*Wiedemann's Annalen*, t. L, 1893), avec un réfractomètre de Jamin. et A. de Holowinski (*Comptes Rendus de l'Académie des sciences*, 1896, t. CXXIII), pour l'étude du cœur, avaient obtenu des photogrammes satisfaisants. Plus récemment Albert C. Crehore et Frank S. Meara [*American medical Association*, 1911, et *Journal of experimental medicine* (U. S. A.), 1911] ont, dans le même ordre d'idées, enregistré par la méthode interférentielle des déplacements de quelques longueurs d'onde.

relativement faible ; l'amplitude ⁽¹⁾ du mouvement ne dépasse guère 0,05 et sa fréquence situe en moyenne la hauteur du son émis dans l'octave comprise entre ut_3 (2⁸) et ut_4 (2⁹).

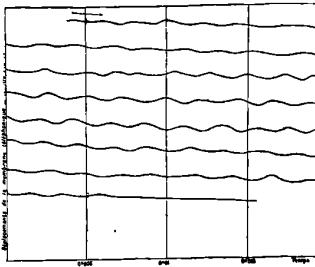


FIG. 4. — Échelle : 1 cm. vaut 1^h,6.

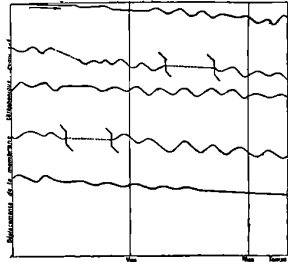


FIG. 5. — Échelle : 1 cm. vaut 1^h,5.

La *fig. 5* se rapporte dans des conditions analogues à une transmission plus forte, mais il y a deux lacunes qui correspondent à des vibrations de trop grande amplitude pour avoir laissé une trace lisible avec le temps de pose employé (0^s,0004).

La transmission microphonique est trop irrégulière et toujours trop mal connue pour se prêter à une étude du mouvement de la membrane téléphonique. J'ai eu recours à l'excitation au moyen du courant alternatif du secteur pour caractériser celles des propriétés de l'écouteur qui permettent d'en faire un instrument de mesures relatives.

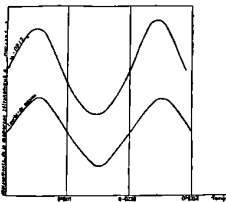


FIG. 6. — Échelle : 1 cm. vaut 0^h,24.

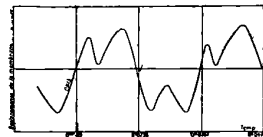


FIG. 7. — Échelle : 1 cm. vaut 0^h,24.

La *fig. 6* reproduit la courbe de tension relevée au moyen du contact tournant Carpentier et celle du mouvement correspondant

(1) Il est curieux de constater que l'amplitude des vibrations de l'air au voisinage de la membrane semble être, d'après Cauro, de l'ordre de quelques centièmes de millimètre, c'est-à-dire mille fois plus grande environ que celle des oscillations de la membrane qui leur donnent naissance.

de la membrane (amplitude, $0^{\mu},13$; épaisseur de la lame d'air interférentielle $1/20$ de millimètre, excitation par induction).

Les ordonnées des deux courbes ne sont pas rigoureusement proportionnelles, mais leur allure est assez semblable. Néanmoins il n'en est pas toujours ainsi. L'oscillogramme de la *fig. 7* accuse l'existence d'un harmonique 3 extrêmement important, que la présence des noyaux en fer des bobines d'induction utilisées nè suffit pas peut-être à expliquer. La viscosité de l'air joue vraisemblablement un rôle dans le phénomène, soit que celui-ci entre et sorte périodiquement par l'étranglement périphérique qui le met en communication avec l'extérieur, soit, au contraire, que cette viscosité s'oppose à ces échanges et que la masse d'air emprisonnée ait une période de résonance.

Si l'expérimentateur venait à craindre du fait de l'épaisseur de la lame mince une déformation faussant ses mesures, il lui serait toujours aisé, par une modification de celle-ci, de se replacer dans des conditions normales.

Cette déformation est variable avec les conditions expérimentales ; il n'y a pas lieu, tant qu'elle ne devient pas excessive, de s'en préoccuper outre mesure.

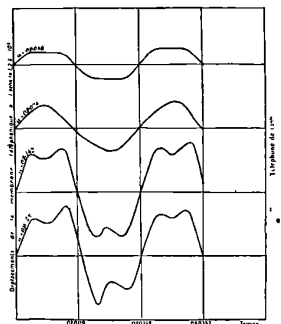


FIG. 8. — Échelle : 1 cm. vaut $0^{\mu},24$.

La *fig. 8* reproduit précisément une série de courbes déformées qui correspondent à des courants téléphoniques progressivement croissants.

Le rapport des intensités aux amplitudes n'en reste pas moins constant à moins de 10 0/0 près. Ces intensités ont été calculées

d'après les indications d'un ampèremètre placé dans le circuit I (fig. 9).

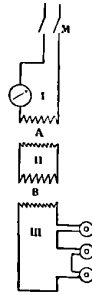


FIG. 9.

Pour le cas actuel, celui d'un téléphone de 127 ohms, le rapport de l'intensité efficace du courant en microampères à l'amplitude du mouvement en microns peut être évalué à :

$$\frac{i}{u} = 900, \quad \text{pour la fréquence } 42.$$

Comme en général on peut apprécier le dixième de frange, cet instrument permet de déceler une vingtaine de microampères efficaces. Avec un téléphone à haute résistance pour télégraphie sans fil (4 000 ohms), on obtient naturellement une sensibilité bien meilleure (4 fois environ), et on peut l'améliorer encore (dans le rapport de 1 à 1,5 environ) en substituant au miroir de $0^{\text{sr}},12$ un miroir de $0^{\text{sr}},01$. Il y a lieu toutefois, dans l'emploi du téléphone comme enregistreur de courant, de se mettre en garde contre deux causes d'erreur. Toute discontinuité dans la courbe du courant téléphonique produit sur la membrane une véritable percussion qui amorce, d'une part, des oscillations propres et, d'autre part, lui imprime une déformation permanente, déplaçant sa position moyenne.

L'oscillogramme suivant (fig. 10), qui a été pris au moment de la mise sous tension du téléphone, est caractéristique à ce sujet. En même temps qu'on semble bien pouvoir conclure du mouvement de la membrane à une surintensité au moment de la fermeture des circuits, on aperçoit trois oscillations propres, bien nettes, et, au bout de $3/100$ ou $4/100$ de seconde, il est visible que la position moyenne de la membrane s'est écartée de $0_{\mu},23$ environ de la position d'équi-

libre primitif. C'est un « déplacement de zéro » considérable vis-à-vis de l'amplitude du mouvement qui, à ce moment, n'est plus que $0,18$ et tombera après quelques oscillations à $0,15$; cette sorte d'indifférence de la position d'équilibre se manifeste perpétuellement. Dans les oscillogrammes des vibrations vocales (*fig. 4 et 5*), on aperçoit, à côté des mouvements périodiques, des déplacements irréguliers occasionnés par quelque variation soudaine du courant microphonique.

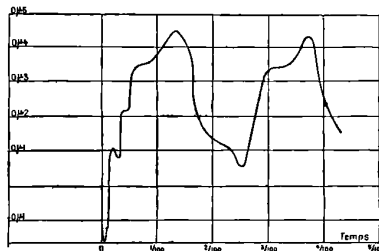


FIG. 10.

L'étude des vibrations propres de la membrane peut être commodément faite en oscillographiant la rupture du courant d'excitation (*fig. 11*). La membrane, brusquement abandonnée à elle-même, fait trois ou quatre oscillations dont la fréquence, en dehors de la première, peut être évaluée à 800 (avec miroir de $0^{\text{er}}, 12$).

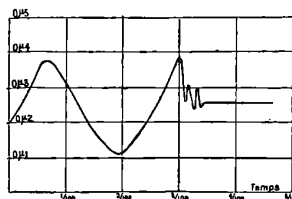


FIG. 11.

L'amortissement est plus difficile à chiffrer. Il semble que la position moyenne de la membrane oscillante regagne progressivement la position approximative que lui assignait son mouvement antérieur. La viscosité de l'air compris entre les deux miroirs doit jouer un rôle dans ce phénomène. L'ordre de grandeur du coefficient d'amortissement peut cependant être fixé à 400.

VI. — Ces données permettent de calculer la courbe de sensibilité du téléphone en fonction de la fréquence.

Soit ω la pulsation du courant exciteur.

Reportons-nous aux équations du téléphone que j'ai données plus haut et posons, pour nous conformer aux notations habituellement employées :

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{m} &= 2b, \\ \frac{\beta}{m} &= b^2 + \epsilon, \\ \frac{M}{m} &= g; \end{aligned}$$

d'après les chiffres que je viens de donner :

$$\begin{aligned} \sqrt{\epsilon} &= 2\pi \cdot 800 = 5\,000, \\ b &= 400, \end{aligned}$$

La courbe de sensibilité de l'appareil :

$$\frac{u}{i_{\text{eff.}}} = \frac{g \sqrt{2}}{\sqrt{b^4 + 2b^2(\epsilon + \omega^2) + (\epsilon - \omega^2)^2}},$$

est aisée à construire. Pour $\omega = 0$, elle a une tangente horizontale, passe par son maximum aux environs de la fréquence 800, puis devient asymptote à l'axe des x (1).

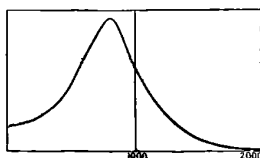


FIG. 12.

En réalité, les multiples harmoniques de la membrane doivent donner une série de pointes de résonance zigzaguant cette courbe simple (2).

(1) Cf. RAYLEIGH, *Philosophical Magazine*, septembre 1894.

(2) Voir à ce sujet les présomptions indiquées par Albert Campbell dans son étude *On resonance points in microphone transmitters* (*The national physical laboratory collected researches*, vol. 1V, 1908).

VII. — Il me reste à dire quelques mots du téléphone à effets sélectifs. La résistance du monotéléphone Abraham que j'ai étudié ⁽¹⁾ était de 5600 ohms. La sensibilité optique de cet appareil est naturellement variable avec la précision de l'accord et avec la fréquence, mais en tout cas elle est extrême. On peut l'évaluer, pour des oscillations lentes, à quelques centièmes de microampères. Le mouvement des franges, au moins de la fréquence 128, commence à être mesurable, alors qu'avec un téléphone de résistance peu différente, mis en série, on n'entend encore aucun son. On doit éviter toute trépidation, surtout aux basses fréquences, lorsque la tension du fil est petite. Les formules que j'ai données précédemment pour le téléphone ordinaire montrent que, sauf pour ω petit, la courbe de sensibilité de cet instrument en fonction de la fréquence ($\epsilon = \omega^2$) est une hyperbole équilatère asymptote aux axes.

Les recherches que je viens de résumer ont été faites à la Sorbonne dans le laboratoire de M. Janet. Je prie ici mon éminent maître d'agréer l'expression de toute ma gratitude pour l'accueil qu'il a bien voulu me faire, les conseils et les encouragements qu'il n'a cessé de me donner.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

T. CLVIII, n° 9 à 12; 1914.

F. WALLERANT. — Sur le polymorphisme du camphre. — P. 597-598.

Existence de quatre formes cristallines différentes.

A. BLONDEL. — Sur la production et l'effet des harmoniques supérieurs dans les transports d'énergie à haute tension. — P. 603-608.

Recherche des conditions de résonance d'une ligne électrique sur les harmoniques de rang n . Indication de l'importance prise souvent par l'harmonique 5.

(1) L'équipage vibrant était constitué par un fil d'acier à deux brins de 15 100 de diamètre et de 103 millimètres de longueur. Le diamètre de la membrane était de 17 millimètres, son épaisseur de 0^{mm},4 et son poids griffes comprises de 0^g,65.

C. GUTTON. — Sur le pouvoir inducteur spécifique des liquides. — P. 621-623.

Le pouvoir inducteur spécifique du toluène et du sulfure de carbone ne varie pas de $\frac{1}{175}$ de sa valeur quand les ondes parcourant un circuit oscillant plongé dans ces liquides ont une intensité variant de 1 à 10. Pour les liquides plus conducteurs comme le bromonaphtalène ou les mélanges de benzine et d'alcool amylique, la constante diélectrique diminue quand l'intensité du champ augmente.

M. DE BROGLIE. — Sur les spectres des rayons de Röntgen émis par les anticathodes de cuivre, de fer et d'or. — P. 623-625.

Indications relatives aux spectrogrammes obtenus au moyen d'un cristal de sel gemme tournant avec anticathode de Cu, Fe, Au.

J. DE KOWALSKI. — Sur un phénomène lumineux explosif dans l'azote raréfié. P. 625-627.

L'azote raréfié, soumis à des champs de haute fréquence, présente, conformément aux observations de Strutt, même en l'absence de toute trace d'oxygène, une vive phosphorescence. Dans les champs très intenses, le spectre du mercure apparaît très nettement, même dans l'air liquide, au contraire de ce qui se passe dans les champs faibles. Interrompant un champ très intense, on observe, aussitôt après l'interruption, des taches lumineuses présentant uniquement le spectre du mercure, avec des quantités de ce dernier métal de l'ordre de 10^{-12} gramme.

HENRI LABROUSTE. — Sur une transformation moléculaire des couches minces étendues sur l'eau. — P. 627-629.

Si on dépose sur l'eau une couche monomoléculaire d'une substance solide, on observe, bien avant la fusion, une variation de la surface couverte par le liquide, le rapport des aires couvertes à chaud et à froid étant de l'ordre de $\frac{3}{2}$. Cette variation a lieu de façon continue dans un intervalle de température de 12° et, dans certains cas

au moins, le rôle du solvant servant à déposer les couches monomoléculaires paraît négligeable.

E. BAUD, F. DUCELLIEZ et L. GAY. — Étude calorimétrique du système eau-monométhylamine. — P. 629-631.

Résultats numériques.

A. BOUTARIC. — Sur l'état thermique de l'atmosphère. — P. 652-656.

Démonstration théorique, forcément schématique, du fait que l'absorption exercée par l'atmosphère entraîne dans cette dernière l'existence d'une couche isotherme.

H. DESLANDRES et A. PEROT. — Projet d'un électro-aimant susceptible de donner un champ de 100.000 gauss. — P. 658-664.

Un électro de 4 tonnes, construit sur les données indiquées, donne plus de 100.000 gauss avec une dépense d'énergie de 2000 kilowatts.

G. GOUY. — De l'action de la pesanteur sur les mélanges gazeux, principalement dans l'atmosphère terrestre. — P. 664-668.

Théorie mathématique.

TH. DE DONDER. — Interprétation cinématique du théorème de Poynting. P. 687-689.

L'énergie contenue dans un volume limité par une surface variable laisse une traînée d'énergie dont l'auteur donne l'expression.

LOUIS BENOIST et HIPPOLYTE COPAUX. — Application des lois de la transparence de la matière aux rayons X à la fixation de quelques poids atomiques contestés. Cas du thorium et du cérium. — P. 689-692.
Cas du glucinium. — P. 859-861.

La valeur de l'équivalent de transparence du métal étudié place ce dernier en un certain point sur la courbe d'isotransparence des éléments et permet par suite de déterminer une valeur approchée du

poids atomique. On trouve ainsi 232 pour Th, 140,25 pour Ce, 9,1 pour Be. Ce dernier corps se présentant avec des propriétés analogues à Mg^{II} ou Al^{III} , on peut admettre qu'un même élément peut, sous le même degré d'oxydation, cumuler deux valences différentes.

G. CLAUDE. — Sur le rendement lumineux des tubes au néon en fonction de leur diamètre. — P. 692-694.

La quantité de lumière est liée à l'énergie reçue; le rendement est maximum pour les tubes de 10 à 30 millimètres de diamètre; enfin on peut, avec des tubes étroits et courts, réaliser des intensités de 200 bougies à 0^m,6 par bougie.

B. SZILARD. — Sur un paratonnerre au radium. — P. 695-697.

H. PARODI. — Sur une disposition de bagues ou de balais pouvant remplacer le collecteur dans les dynamos électriques. — P. 697-699.

Deux bagues entourent complètement l'induit et sont en contact avec ce dernier sur une fraction de spire au moyen d'un balai mobile glissant à la fois sur les bagues et l'enroulement. On peut ainsi construire des dynamos à courant continu ou alternatif à mouvement continu ou alternatif, etc.

E. ROTHÉ et R. CLARTÉ. — Influence de l'état de l'atmosphère sur la propagation et la réception des ondes hertziennes. — P. 699-702.

L'énergie des ondes reçues est évaluée au moyen d'un Duddell. Le temps sec paraît défavorable à la transmission; la nuit paraît favorable; enfin l'augmentation d'intensité à la tombée de la nuit n'est nette qu'à la nuit complète.

M^{me} N. DEMASSIEUX. — Etude de l'équilibre entre le chlorure de plomb et le chlorure de sodium en solution aqueuse. — P. 702-703.

Résultats expérimentaux.

C. GAUDEFROY. — Sur les figures de déshydratation du ferrocyanure de potassium. — P. 722-724.

Description des figures d'efflorescence obtenues et rapprochement avec certains phénomènes obtenus avec la fluorine et le nitrate double de plomb et de baryum.

LÉON et EUGÈNE BLOCH. — Sur les spectres d'étincelle du nickel et du cobalt dans l'ultra-violet extrême. — P. 784-787.

Tableau des raies comprises dans la région d'absorption du quartz (2100-1850 U. A.).

J. DE KOWALSKI. — Sur les différents spectres du mercure, du cadmium et du zinc. — P. 788-789.

On peut obtenir les différents spectres de Hg, Cd et Zn en faisant éclater une décharge dans un tube sans électrodes où on fait varier la pression du gaz étudié.

J. TIMMERMANS. — Le propane pur ; poids du litre normal. — P. 789-794.

On a $\varpi = 2^{\circ},0196$ à $\frac{1}{4000}$ près.

J. BANCELIN. — Mesure absolue de coefficients d'adsorption. — P. 791-792.

On mesure par voie colorimétrique la teneur d'une solution de matière colorante ou de chlorure de sodium (ce dernier au néphélomètre) avant et après contact avec des plaques de verre. On en déduit l'adsorption par ces dernières.

EUGÈNE-LOUIS DUPUY. — Susceptibilité magnétique de quelques alliages faiblement magnétiques. — P. 793-794.

Etude des systèmes Sb-Ag, Pb-Sn, Zn-Al.

G. CLAUDE. — Sur l'absorption des gaz par le charbon aux basses températures. — P. 861-864.

Alors que les gaz sont d'autant plus aisément absorbés par le charbon qu'ils sont plus liquéfiables, l'hydrogène, plus réfractaire que le néon, est plus absorbable que ce dernier, ce qui permet d'ailleurs la formation des tubes luminescents au néon.

Courbes représentatives de l'absorption par le charbon de noix de coco de H, Ne, He, N.

A. LEDUC. — Densité et masse atomique du néon. — P. 864-866.

On trouve $d = 0,695$.

La masse atomique est 20 fois celle de H exactement, soit 20,15 pour O = 16,

A. FOCH.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XXVII : janvier, février et mars 1914.

CARLTON W. H. FOORD. — Pressions d'air à employer dans les instruments à anche. — P. 271-277.

Les expériences de l'auteur confirment le fait signalé par les tables de D^r Stone qu'avec les instruments à anche simple il n'est pas nécessaire d'augmenter la pression de l'air pour les notes élevées de l'instrument. L'auteur explique ce résultat, qui paraît assez curieux, par quelques considérations sur la manière dont on modifie le ton dans les instruments à anche simple ou double.

C. D. CHILD. — Ionisation dans la décharge sans stries. — P. 277-288.

La quantité de lumière donné par la décharge sans stries et par l'arc indique que le taux de recombinaison des ions varie dans ce cas comme la première puissance du courant, alors que nous nous at-

tensions plutôt à voir cette variation se faire comme le carré de l'intensité d'après les équations habituellement employées dans l'étude de la décharge à travers les gaz. On explique cette différence en admettant que presque toute l'électricité est transportée par des électrons et non par des ions de dimensions moléculaires, et que la grande majorité des électrons se combine d'abord avec les molécules et ensuite avec des ions positifs.

Quant au fait que la force électrique dans cette forme de décharge est une fonction linéaire de la pression du gaz, on l'explique en supposant que l'ionisation est causée par le choc des électrons beaucoup plus mobiles contre les molécules, et qu'un petit nombre seulement de ces collisions se résolvent en ionisation ou recombinaison, le plus grand nombre ne donnant lieu à aucune modification permanente des électrons ni des molécules.

Enfin le fait que cette force électrique décroît légèrement quand le courant croît peut s'expliquer en ajoutant l'hypothèse que la différence de potentiel à travers laquelle un électron doit se déplacer afin de pouvoir ioniser est plus petite pour les courants forts que pour les faibles.

I. S. TOWNSEND. — Énergie nécessaire pour ioniser une molécule par collision. — P. 269-271.

Cette énergie est d'environ $\frac{23e}{300}$, e étant la charge de l'ion, d'après les calculs de l'auteur. Cette estimation concorde avec celle obtenue antérieurement en considérant des valeurs plus considérables de α , nombre de molécules ionisées par centimètre de parcours d'électron dans un gaz à 1 millimètre de pression.

CH. LEENHARDT.

DARWIN. — Théorie de la réflexion des rayons X. — P. 315-333.

Les formules établies par Laue sur les interférences des rayons X dans les cristaux indiquent les positions des franges, mais ne donnent aucun renseignement sur leurs intensités. L'auteur envisage ce dernier problème dans le cas particulier où la réflexion s'effectue sur des plans parallèles à la face extérieure du cristal.

On sait que la réflexion de rayons de longueur d'onde λ se produit pour des angles θ donnés par l'équation :

$$n\lambda = 2a \sin \theta,$$

n étant un nombre entier, et a la distance des plans réticulaires. Un rayonnement homogène provenant d'une source étroite est seulement réfléchi au voisinage d'une même ligne dont on peut obtenir une image sur une plaque photographique. L'auteur étudie d'abord la structure de cette image ; la théorie, calquée de l'optique, permet de calculer l'intensité des rayons réfléchis dans le cas d'un rayonnement monochromatique et dans celui d'un rayonnement non homogène ; elle indique l'existence d'un indice de réfraction différent de l'unité d'environ un millionième ; elle rend compte de l'influence de la température qui affecte le mouvement des électrons (ceux-ci ne sont donc jamais tous simultanément dans le plan réticulaire théorique, et il faut tenir compte de leurs déplacements hors du plan).

Pour préciser la discussion, il faut faire intervenir la structure de l'atome : la charge positive est beaucoup trop grosse pour diffracter les rayons, il y a seulement à tenir compte des électrons. Suit l'étude mathématique de l'effet de plusieurs électrons dans l'atome.

Les formules obtenues ne cadrent pas d'ailleurs exactement avec les mesures expérimentales de Mosely et Darwin. Elles indiquent une intensité plus forte que celle observée. La cause est, peut-être, que les ondes diffractées par un atome perturbent les vibrations des autres.

A. BOUTARIC.

A. GRAY. — Notes sur l'électricité et le magnétisme. — P. 428-436.

On connaît le dispositif classique de tiges et de barres transversales se déplaçant dans un champ magnétique constant qui constitue la plus simple des machines électro-magnétiques et qui fut imaginé par lord Kelvin vers 1863. Il est curieux de noter que, a aussi bien dans les théories de Kelvin que dans celles de ses successeurs, on n'a jamais tenu compte de la self-induction du circuit ainsi constitué. L'auteur reprend dans le présent mémoire le calcul complet en tenant compte de cet important facteur.

Il étudie aussi dans l'hypothèse du magnétisme d'Ampère les

conditions que doit remplir chaque courant élémentaire, au point de vue de la self-induction, pour que les résultats théoriques s'accordent avec l'expérience.

L. RAYLIEGH. — Nouveaux calculs concernant le mouvement des ondes progressives. — P. 436-441.

Mémoire mathématique dans lequel l'auteur reprend certains calculs d'un mémoire publié en 1903 sur cette question.

WORLEY. — Le déclin de l'hypothèse de la dissociation en ions. — P. 459-467.

Durant le dernier quart du XIX^e siècle la doctrine de l'ionisation formulée par Arrhenius vers 1883 a été si souvent invoquée que peu de chimistes la regardent aujourd'hui comme une simple hypothèse ; la majorité semble oublier qu'aucun argument convainquant n'a été donné, et que son acceptation est due plus à la vraisemblance des arguments fournis à son appui qu'à leur force même.

L'explication si simple que la théorie d'Arrhenius fournissait de nombreux phénomènes chimiques donnait confiance et permettait d'espérer la solution des cas plus compliqués, ceux relatifs aux solutions concentrées ou aux électrolytes forts, par exemple. Cependant à l'heure actuelle on admet déjà que certains phénomènes comme la coloration des solutions et la précipitation mutuelle des sels, ne peuvent plus être cités à l'appui de la théorie. De même l'effet catalytique exercé par les acides, dans le cas de l'hydrolyse de sucre de canne, des éthers-sels par exemple présente des difficultés d'interprétation très sérieuses et peut être expliqué indépendamment.

L'un des arguments les plus forts d'Arrhenius formulés pour appuyer sa théorie est que l'activité chimique des électrolytes est lié à leur degré d'ionisation déduit comme on le sait, de leur conductibilité moléculaire. Les ions, qui seuls dans un électrolyte sont sensés conduire le courant, sont aussi les seuls qui jouent un rôle chimique. La *dissociation* est donc la première phase de toute action chimique vue en contradiction absolue avec la théorie de Kékulé, Armstrong et Michael dans laquelle c'est au contraire l'*association* qui est le phénomène primitif.

Pour Arrhenius, l'activité des acides est due à l'ion hydrogène,

l'activité de l'acide étant fonction de la concentration de cet ion. Mais si les expériences d'Ostwald ont semblé donner raison à Arrhenius, celles dans lesquelles on augmente l'activité hydrolytique d'un acide fort par addition d'un sel neutre (comme dans l'hydrolyse du sucre de canne par l'acide chlorhydrique, très activée par addition de chlorure de sodium ou de calcium) n'ont pu être expliquées d'une façon satisfaisante.

Une autre difficulté, plus grande encore, est que l'activité hydrolytique d'un acide fort décroît quand la dilution augmente, ce qui est en contradiction avec la théorie.

Aussi d'importantes retouches ont elles été faites à l'hypothèse primitive. Bredig, Suethlage, Acrée ont été conduits à admettre que l'électrolyte en solution peut entrer en réaction à la fois par ses molécules non dissociées et par ses ions. Une telle conclusion est très importante au point de vue de l'interprétation des faits, mais conduit les partisans de l'ionisation à renoncer à la relation entre les phénomènes électriques et les phénomènes chimiques. L'auteur examine dans son mémoire les conséquences de cette nouvelle manière de voir.

H. LIVENS. — Sur l'activité optique intrinsèque des milieux isotropes. — P. 468-473.

Il y a trois façons différentes d'expliquer par la théorie des électrons le pouvoir rotatoire des substances : celle de Drude, celle de Lorentz et celle de Livens, qui est un mélange des deux premières.

L'auteur cherche quelle est celle de ces trois théories qui convient le mieux, il se prononce pour la troisième, qui conduit à une formule suivant d'assez près les résultats expérimentaux.

Il fait d'ailleurs observer que ces trois théories sont au fond les mêmes : c'est une question de constantes, mais ce qui importe, c'est de savoir comment elles s'introduisent et ce qu'elles représentent.

H. VIGNERON.

HUGHES. — Sur les longueurs d'onde limites de l'effet photoélectrique normal.
P. 473-475.

Réponse à Pohl et Pringsheim à propos du mémoire récemment paru (1).

(1) POHL et PRINGSHEIM, *Phil. Mag.*, vol. XXVI, p. 1017; 1913.

H. KANEN. — Sur la distribution de l'énergie dans les spectres de gaz.
P. 475-476.

A propos d'un article de Jolly⁽¹⁾ rappelle les travaux de l'auteur et de ses élèves sur la question.

O.-W. RICHARDSON. — La théorie des actions photoélectriques et photochimiques. — P. 476-488.

Comme dans les théories déjà développées par l'auteur, on assimile l'ensemble des particules émises (électrons ou atomes neutres) à un gaz, et on admet qu'à l'état de régime permanent, il y a équilibre entre les particules émises par le rayonnement et celles qui reviennent à la surface émettant, par suite de l'agitation thermique.

Le nombre d'électrons N_1 qui reviennent sur l'unité de surface par unité de temps est :

$$N_1 = AT^2 e^{\int_0^T \frac{w}{RT^2} dT},$$

w représentant la variation moyenne d'énergie qui accompagne l'émission d'une particule et A étant une constante indépendante de la température, mais caractéristique de la substance.

Si $\epsilon F(\nu)$ est le nombre de particules émises par unité de surface et de temps par une radiation de fréquence comprise entre ν et $\nu + d\nu$, et dont la densité d'énergie est égale à l'unité, le nombre N_2 de particules émises par une lumière composée par unité d'aire et de temps s'écrit :

$$N_2 = \frac{2\pi}{c^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \epsilon F(\nu) \frac{h\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{RT}} - 1} d\nu.$$

Cette équation implique que la distribution de l'énergie dans le spectre est donnée par la formule de Planck, et que les effets des radiations monochromatiques s'ajoutent pour donner celui d'une lumière composée ; enfin ν_0 représente la fréquence limite au-dessous de laquelle le phénomène n'a pas lieu.

(1) JOLLY, *Phil. Mag.*, novembre 1913.

On calcule alors les énergies E_1 et E_2 de l'ensemble des particules N_1 et N_2 , et on écrit d'après l'hypothèse fondamentale que :

$$E_1 = E_2, \quad N_1 = N_2,$$

ce qui donne finalement l'équation :

$$\int_{\nu_0} \epsilon F(\nu) h\nu^3 e^{-\frac{h\nu}{RT}} [\Phi(\nu) - h\nu] d\nu = 0,$$

$\Phi(\nu)$ représentant l'énergie moyenne que chaque particule emprunte au rayonnement de fréquence ν au moment de sa libération.

Supposant alors les actions photoélectriques et photochimiques indépendantes de la température, on tire de cette relation :

$$\Phi(\nu) = h\nu,$$

résultat comparable à la loi d'Einstein.

Le mémoire se termine par des considérations mathématiques, qui montrent que si le phénomène dépend de la température, on peut obtenir une forme particulière de la fonction $\epsilon F(\nu)$, pour laquelle on trouve encore le même résultat.

E. RUTHERFORD. — La structure de l'atome. — P. 488-490.

On sait qu'en se basant sur les grandes déviations des particules α par la (matière), l'auteur⁽¹⁾ est arrivé à cette conclusion que l'atome est constitué d'un noyau central très petit chargé positivement, contenant toute la masse atomique, et entouré d'électrons.

Les expériences de Geiger et de Mersden⁽²⁾ ont montré que la charge du noyau central est égale à la moitié du poids atomique. L'auteur fait remarquer que cette structure de l'atome explique fort bien l'absorption des particules β par la matière et fait prévoir ce fait que, si leur vitesse est assez grande, leur déviation sera supérieure à celle d'une particule α . L'émission d'une particule α dans l'hydrogène⁽³⁾ est accompagnée d'une émission d'atomes d'hydro-

(1) Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 483 ; 1914.

(2) Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 509 ; 1913.

(3) Voir RUTHERFORD et NUTTALL, *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 1000 ; 1913.

gène chargés, et le fait que la (portée) de ces atomes est 4 fois plus grande que celle des particules α montre qu'ils transportent une charge élémentaire, les particules α en transportant deux.

Ces dernières expériences permettent d'assigner au rayon du noyau une limite supérieure égale à $1,7 \cdot 10^{-13}$ centimètre, ce qui rend vraisemblable ce fait que l'atome d'hydrogène serait l'électron positif dont la masse serait tout entière d'origine électromagnétique ; cette dernière hypothèse lui assignerait un rayon 1830 fois plus petit que celui de l'électron négatif qui est $2 \cdot 10^{-13}$ centimètres.

Il résulte en outre du fait que l'atome peut émettre des particules β de grande vitesse (phénomènes radioactifs) que le noyau doit aussi contenir des électrons négatifs. Le mémoire se termine par une discussion des principaux résultats sur la charge du noyau dus aux fréquences caractéristiques du rayon X, et quelques considérations sur la théorie de Bohr.

L. LETELLIER.

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XLIII, n^{os} 2, 4, et 6 ; 1914.

H.-M. HANSEN. — Sur les phénomènes qui accompagnent l'effet Zeeman inverse : la biréfringence circulaire longitudinale et la biréfringence rectiligne transversale entre les composantes magnétiques d'une raie d'absorption. — P. 169-248.

L'auteur a étudié la biréfringence circulaire longitudinale et la biréfringence rectiligne transversale dans le domaine compris entre les composantes magnétiques, pour les raies D et la raie rouge du lithium obtenues par absorption et décomposées par le champ magnétique. Après avoir exposé la théorie que Voigt a donné de ces phénomènes, l'auteur compare les conséquences qu'on en tire avec les résultats qu'il a obtenus expérimentalement.

Dans tous les cas, la rotation du plan de polarisation pour le cas du phénomène longitudinal et la différence de phase pour le phénomène transversal peuvent se mettre sous la forme suivante :

$$\left. \begin{array}{l} \chi \\ \Delta \end{array} \right\} = \frac{l\rho}{cn_0\mu_0} \cdot F,$$

où l désigne l'épaisseur de la couche absorbante traversée par la lumière à l'intérieur du champ magnétique, c la vitesse de la lumière dans le vide, n_0 l'indice de réfraction qu'aurait la substance absorbante pour la lumière de la fréquence considérée, si elle n'avait pas de bande d'absorption à la fréquence ν_0 ; μ_0 la moitié de l'écart entre les composantes magnétiques, mesuré à l'échelle des fréquences.

La lettre ρ désigne l'expression $\frac{4\pi Ne^2}{m}$, où N est le nombre par unité de volume des électrons absorbants de fréquence ν_0 , e la charge et m la masse de ces électrons. La lettre F désigne une fonction compliquée et différente dans chaque cas de l'écart des composantes magnétiques, de la fréquence de la lumière considérée, du coefficient d'amortissement des électrons et des liaisons auxquelles ils sont assujettis dans le champ magnétique.

Dans les divers cas considérés, l'auteur a calculé les courbes représentatives de F pour différentes valeurs du coefficient d'amortissement des électrons. En comparant ces courbes avec celles qu'il a obtenues expérimentalement, il trouve d'abord que, dans le domaine des concentrations considérées, les phénomènes sont sensiblement indépendants du coefficient d'amortissement des électrons. Ce fait permet de fixer des limites supérieures aux valeurs du coefficient d'amortissement, qui sont bien inférieures à celles admises auparavant. Il entraîne, d'autre part, des conséquences importantes.

En effet, dans le phénomène longitudinal, la rotation magnétique au milieu de l'intervalle compris entre les composantes magnétiques de la raie d'absorption présente un minimum. Ce minimum est d'autant plus petit que le champ magnétique, pour une même valeur de la densité de la vapeur absorbante, est plus grand, quand on peut négliger le rapport du coefficient d'amortissement à l'écart des composantes. L'expérience a vérifié cette conséquence de la théorie. On devrait retrouver la même loi pour la biréfringence rectiligne dans le phénomène transversal; mais, dans ce cas, les expériences n'ont pas donné de résultats satisfaisants. D'autre part, dans le cas où l'on n'a pas à tenir compte des liaisons entre les électrons, la rotation et la biréfringence seront, pour un même corps, proportionnelles à ρ , et il sera possible ainsi de déterminer le nombre des électrons actifs par unité de volume. Pour une série de flammes au Na, on a trouvé les nombres suivants de $3,7 \cdot 10^{23}$ à $0,028 \cdot 10^{23}$ par unité de volume pour D_1 .

Si l'on a à tenir compte des liaisons entre les électrons, comme c'est le cas avec D_2 , il faudra en outre déterminer les paramètres correspondants. Dans le cas de D_2 , on a deux paramètres g_{12} et r_{12} et les intensités des deux couples des composantes magnétiques du quadruplet longitudinal sont caractérisées par les nombres $A = 1 + \frac{g_{12}}{r_{12}}$ et $B = 1 - \frac{g_{12}}{r_{12}}$. La théorie montre que les positions, dans l'échelle des fréquences, pour lesquelles les valeurs de la rotation ou la biréfringence s'annulent dans l'intervalle compris entre les composantes magnétiques, dépendent du rapport $\frac{A}{B}$ et permettent par suite de le déterminer. L'auteur trouve, d'après cela, 3,4 pour le rapport de l'intensité des composantes du quadruplet D_2 . On peut alors déterminer pour D_2 le nombre ρ , comme on l'a fait pour D_1 , et l'on trouve que le rapport $\frac{\rho_{D_2}}{\rho_{D_1}}$ croît de 2,36 à 2,93 lorsque la concentration de la flamme en CO^3Na^2 passe de 1,22 à 16,7 0/0, conformément à ce qu'avait déjà tracé Rochdestswnsky. Le nombre des électrons actifs serait d'ailleurs de l'ordre du dixième de celui des atomes.

H.-M. HANSEN. — L'effet Zeeman sur les raies du lithium. — P. 242-246.

L'auteur a étudié dans des champs de l'ordre de 29.000 gauss le phénomène Zeeman présenté par les raies suivantes du lithium :

6.708	série principale	
6.104	} 2 ^e série secondaire	}
4.972		

qui donnent toutes des triplets normaux.

F. PASCHEN. — Écran monochromatique pour l'infra-rouge. — P. 858-860.

L'auteur indique qu'en associant à une cuve contenant de l'eau les deux écrans Wratten Fⁿ n° 29 et H n° 45, on obtient un écran monochromatique pour l'infra-rouge. Sa transparence T est représentée

par le tableau suivant :

λ	T
0 ^m ,71	0,025
0,814	0,25
0,890-0,910	0,70
0,97	0,52
1,040-1,080	0,70
1,466	0,25
1,36	0,025

W. WIEN. — Sur la question de l'existence d'un échange d'énergie cinétique quand un gaz est rendu lumineux par les rayons-canaux. — P. 955-964.

L'auteur a mesuré la position et la largeur de la raie 5461 du mercure rendu lumineux par les rayons-canaux de l'hydrogène, de l'azote ou de l'iode et de la raie 5876 de l'hélium dans les rayons-canaux de l'hélium, pour laquelle l'effet Doppler est très peu marqué. Il n'a trouvé ni changement de position, ni changement de largeur de ces raies. Il en conclut que, dans les chocs des rayons-canaux qui rendent le gaz lumineux, il n'y a pas échange d'énergie cinétique.

F. CROZE.

G. JAFFÉ. — Sur l'influence de la diffusion sur la conductibilité des gaz ionisés dans un condensateur plan. — P. 249-260.

Mémoire mathématique où l'auteur généralise les résultats de M. Langevin ⁽¹⁾.

KOBAYASHI-IWAO. — Influence de l'amortissement sur la diffraction des ondes électriques par un cylindre diélectrique. — P. 861-893.

Schaefer et Grossmann ont trouvé un désaccord notable entre la théorie et l'expérience ⁽²⁾, notamment, en portant en abscisse le rayon du cylindre et en ordonnées les intensités relatives à une distance déterminée de celui-ci; l'expérience ne donne pas le second maximum de résonance prévu. Schaefer fait remarquer que la théorie est faite pour des ondes non amorties et que, d'ailleurs, la

⁽¹⁾ *Le Radium*, X, p. 113; 1913.

⁽²⁾ *Ann. d. Ph.*, XXXI, p. 455; 1911.

pointe de la courbe étant très aiguë, il faudrait être sûr de l'égalité du rayon des tubes de verre employés à $\frac{1}{10}$ de millimètre près, ce qui n'est pas possible. L'auteur fait remarquer que l'expérience devrait cependant donner le changement de direction de la courbe; attribuant au contraire à l'amortissement une grande importance, il l'introduit dans la théorie en considérant les ondes émises périodiquement par un inducteur. On définit ainsi un état quasi stationnaire qu'on peut étudier pour une période.

En prenant l'axe du cylindre pour axe de z , avec des coordonnées polaires, r et φ dans le plan normal, la force électrique C étant supposée dirigée suivant oz , on a les équations:

$$\begin{aligned}\frac{\varepsilon_i \mu_i}{c^2} \frac{\partial^2 C_i}{\partial t^2} &= \frac{\partial^2 C_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 C_i}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 C_i}{\partial \varphi^2}, \\ \frac{\varepsilon_a \mu_a}{c^2} \frac{\partial^2 C_a}{\partial t^2} &= \frac{\partial^2 C_a}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 C_a}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 C_a}{\partial \varphi^2},\end{aligned}$$

les indices i et a désignant respectivement les quantités relatives à l'intérieur et à l'extérieur du cylindre (ε , constante diélectrique; μ , perméabilité; c , vitesse de la lumière dans le vide); $\varepsilon_a = \mu_a = 1$, $\mu_i = 1$, $\varepsilon_i = \varepsilon_1$.

A la surface :

$$C_a = C_i, \quad \left(\frac{\partial C_a}{\partial r}\right) = \left(\frac{\partial C_i}{\partial r}\right).$$

les équations s'intègrent au moyen de fonctions cylindriques H et J ; on a, C_m et J_m étant des nombres complexes indépendants de r , φ et t :

$$\begin{aligned}C_m H_m(q\rho) - D_m J_m(\sqrt{\varepsilon} q\rho) &= 0, \\ C_m H'_m(q\rho) - \sqrt{\varepsilon} D_m J'_m(\sqrt{\varepsilon} q\rho) &= 0,\end{aligned}$$

ρ étant le rayon du cylindre et q un nombre complexe.

L'intensité moyenne que donne l'expérience est ainsi :

$$C_a^2 = \frac{1}{ncT} \left\{ \int_0^{nc\mu\tau} C_a^2 dz + \int_{nc\mu\tau}^{ncT} C_a^2 dz \right\},$$

μ étant le nombre des oscillations amorties du train d'onde en un temps T , la période étant τ et n le nombre des vibrations.

(1) JAHNKE et F. ENDE, *Funktionentafeln*, p. 94; 1900.

Les courbes construites au moyen de cette formule ont nettement l'allure des courbes expérimentales de Schaefer et Grossmann.

W. KUPPER. — Influence des rayons de Röntgen ultra-violetes et de Becquerel et du champ électrique alternatif sur la vitesse du son (1).

Rohlf avait trouvé la valeur anormale $\frac{C}{c} = 1,45$ (au lieu de 1,40) pour de l'oxygène électrolytique récemment préparé ; Küster trouva aussi des valeurs trop grandes pour de l'oxygène desséché sur de l'anhydride phosphorique ; Richarz émit alors l'idée que la cause commune de ces faits serait l'ionisation (2) ; l'auteur a fait l'étude systématique de ces perturbations en mesurant la vitesse du son. Pour appliquer la méthode de Kundt, il a employé des tubes de verre d'environ 90 centimètres de longueur et de 6^{cm},1 de diamètre intérieur et de 0^{cm},1 d'épaisseur. La source sonore est un téléphone excité par une bobine d'induction avec interrupteur à corde.

L'appareil récepteur est un téléphone à microphone ; on peut ainsi déterminer une longueur d'onde de 21 centimètres à 0^{cm}, 02 près. Une pile thermoélectrique de cinq éléments cuivre-fer donne la température.

En soumettant l'air sec aux rayons de Röntgen, on observe un accroissement de $\frac{C}{c}$ depuis la valeur normale 1,4047 jusqu'à 1,433, qui est atteinte après trente minutes d'exposition. Les résultats obtenus avec l'oxygène et l'azote sont les mêmes. Le champ alternatif et les rayons ultra-violetes ont une action de même sens, mais plus faible sur l'hydrogène et l'azote ; on observe avec l'oxygène une décroissance de $\frac{C}{c}$ due à la formation d'ozone. Les rayons du radium n'ont pas d'influence appréciable.

L'ionisation seule ne suffit donc pas à expliquer l'accroissement de la vitesse du son ; d'ailleurs le nombre des ions est toujours très faible par rapport à celui des molécules, et l'effet des rayons de Röntgen est bien plus grand que celui des autres causes d'ionisation.

A. GRUMBACH.

(1) Extrait d'une *Dissertation de Marbourg*, 1912.

(2) RICHARZ, *Sitz. Ber. d. Ges. z. Bef. d. ges. Naturwis.*, Marburg, 1911, p. 111.

J. de Phys., 5^e série, t. IV. (Juin 1914.)

A.-R. COLLEY. — A propos du mémoire de H. Rukop : « Mesures réalisées dans le spectre électromagnétique de l'eau à l'aide d'oscillations peu amorties obtenues au moyen de l'excitation par choc (longueur d'onde 65 à 20 centimètres) ». — P. 309-318.

L'auteur discute le mémoire de Rukop (1) dont les conclusions s'écartent en plusieurs points de celles qu'il avait trouvées lui-même dans des travaux antérieurs (2). Il rappelle les causes d'erreur susceptibles de fausser les mesures et insiste en particulier sur ce fait que, dans la région des bandes de dispersion, l'influence de l'amortissement modifie énormément la forme des courbes. A l'appui de ses affirmations, il cite des résultats d'expériences obtenus par le physicien Iwanow au cours de recherches encore inédites. On y trouve confirmées les complications que l'auteur avait observées dans l'allure du spectre de l'eau.

PAUL DE LA GORCE.

F. HENNING. — La fixation de l'échelle des températures entre 0 et -193° .
P. 282-294.

Si l'on construit, par comparaison avec le thermomètre à hydrogène, le tableau donnant en fonction de la température le rapport

$$R_1 = \frac{r_t}{r_0}$$

des résistances à t° et 0° pour un thermomètre à résistance de platine, on peut se dispenser de répéter la même opération pour tous les autres appareils du même genre (3). R_2 étant le rapport des résistances à t° et à 0° pour un second thermomètre à platine, on a en effet la relation :

$$R_2 = R_1 + A (R_1 - 1) + B (R_1 - 1)^2,$$

qui permet de déduire R_2 de R_1 et par conséquent de trouver la température correspondant à chaque valeur de R_2 fournie par le second appareil.

(1) *Annalen der Physik.*, t. XVII, 1913, p. 489-533, et *J. de Phys.*, 5^e série, t. IV, p. 147-148, 1914.

(2) *Physikalische Zeitschrift*, t. X, 1909, pp. 471-657; t. XI, 1910, p. 324.

(3) *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 744; 1913.

Il est donc nécessaire de connaître les deux constantes A et B qui figurent dans cette équation, et pour cela il suffit de mesurer le rapport R_2 pour deux températures connues. De là la nécessité de repérer un certain nombre de points fixes dans l'échelle du thermomètre à hydrogène. L'auteur a effectué un certain nombre de ces déterminations, et il donne les résultats suivants :

Oxygène, point d'ébullition à 760 millim...	— 183°,01
Anhydride carbonique.....	— 78 ,52
Mercure, point de fusion.....	— 38 ,89
Ether éthylique.....	— 123 ,6
Sulfure de carbone.....	— 112 ,0
Chloroforme.....	— 63 ,7
Chlorobenzène.....	— 45 ,5

J. GUYOT.

K. SCHAPOSCHNIKOW. — Couples pondéromoteurs des ondes lumineuses et principe de l'action et de la réaction. — P. 473-480.

Sadowsky a montré que les ondes lumineuses exercent sur les lames cristallines des couples pondéromoteurs. La théorie d'Abraham qui nie le principe d'action et de réaction quand il n'y a pas deux corps matériels en présence conduit dans un cas particulier à un couple nul; elle est en contradiction avec la théorie de Sadowsky. L'auteur retrouve les résultats de ce dernier auteur en partant du principe des travaux virtuels.

A. HARNACK. — Théorie du miroir mobile. — P. 295-308.

On s'est souvent demandé si la vitesse de propagation de la lumière n'est pas modifiée quand la source est en mouvement. L'auteur se pose la même question pour la lumière réfléchiée par un miroir ayant un mouvement de translation.

En appliquant la théorie ordinaire de l'optique, l'auteur démontre qu'il y a une image réfléchiée par le miroir en mouvement; la fréquence de la lumière réfléchiée est inférieure à la fréquence de la lumière incidente. Si v est la vitesse du miroir, l'image se meut avec une vitesse inférieure à $2v$ et se trouve plus près du miroir que la source.

D'une manière plus générale, en admettant simplement que les

intersections des plans d'onde et du miroir ont la même vitesse pour les ondes incidentes et réfléchies, et que les équations donnant le rayonnement réfléchi doivent avoir pour limite les équations de propagation libre, dans le cas où la lumière incidente ne rencontre plus le miroir, l'auteur montre que le mouvement du miroir ne peut pas avoir d'influence sur la vitesse de propagation de la lumière.

J. STARK. — Bandes d'émission dans l'ultra-violet des molécules mono, di et triatomiques de l'oxygène. — P. 319-336.

L'auteur a émis l'hypothèse que les forces de valence sont identiques aux forces produisant les oscillations qui donnent naissance aux spectres de bande. Cette hypothèse paraît conforme aux faits pour les composés du carbone. L'auteur a cherché s'il en est de même dans le cas de l'oxygène, c'est-à-dire si les bandes s'étalent des petites vers les grandes longueurs d'onde et si le spectre de bande d'un électron est d'autant plus déplacé vers l'ultra-violet que cet électron est plus fortement lié à un atome étranger. Il étudie donc le spectre d'émission de l'oxygène pur traversé par la décharge lumineuse. Dans ces conditions, il se produit de l'ozone. L'auteur a constaté :

1° Un spectre de bande s'étalant vers les grandes longueurs d'onde résoluble en lignes et s'étendant du vert à $210 \mu\mu$. Ce spectre est dû aux molécules O_3 , car ses bandes coïncident avec les bandes d'absorption de l'ozone;

2° Un spectre dû aux molécules O_2 s'étendant de 200 à $185 \mu\mu$, résoluble en lignes et correspondant exactement au spectre de fluorescence de l'oxygène;

3° Le spectre dit de la vapeur d'eau s'étendant de 340 à $230 \mu\mu$. Comme cela a déjà été dit ce spectre n'est pas dû à la vapeur d'eau, puisqu'il subsiste dans l'oxygène pur. Il est dû aux molécules O , il se produit dans la partie positive de la colonne lumineuse dans l'oxygène et dans toutes les combinaisons oxygénées qui peuvent, en se dissociant, donner un atome d'oxygène et une molécule stable à basse température (H_2O , CO_2 par exemple).

P. JOB.

HARRY-C. JONES et J.-SAM GUY. — Recherches quantitatives sur les spectres d'absorption des solutions au moyen du radiomicromètre. — P. 553-604.

Dans une première partie, les auteurs étudient les changements dans l'intensité et la position des bandes d'absorption des solutions salines de néodyme, de praséodyme, de nickel et de cobalt, avec la concentration, en utilisant le radiomicromètre.

Dans une seconde partie, ils montrent que l'eau des solutions salines aqueuses exerce une absorption très différente suivant que le sel peut former, ou non, des hydrates. Dans le dernier cas (solutions de KCl, Am Cl, AmNO³), l'absorption produite par l'eau de la solution est sensiblement la même que celle d'une colonne de solvant de même épaisseur que celle de l'eau contenue dans la solution. Dans le premier cas (solutions de chlorure de calcium, chlorure de magnésium, sulfate d'aluminium), il n'enest pas de même : l'eau est tantôt plus, et tantôt moins absorbante que l'eau de la solution, suivant la région spectrale considérée. Les auteurs admettent dans ce cas une action du corps dissous sur le solvant, consistant vraisemblablement en une combinaison.

Le choix des substances salines employées a été déterminé, dans tous les cas, par l'obligation de se limiter aux sels dont l'absorption est négligeable dans le domaine d'absorption de l'eau.

M. MILANKOVITCH. — Considérations théoriques relatives à l'absorption des radiations dans l'atmosphère. — P. 623-638.

Poynting ⁽¹⁾ avait déjà recherché l'influence que peut exercer une atmosphère absorbante sur la température à la surface des planètes; il s'était placé dans le cas où l'atmosphère, douée d'absorption sélective, avait une épaisseur assez faible pour qu'on puisse considérer sa température comme constante. M. Milankovitch a repris et généralisé le problème en supposant à l'atmosphère une épaisseur finie et en admettant que les propriétés physiques de ce milieu (densité, pouvoir absorbant) varient d'une façon continue : il traite le problème dans le cas d'un corps solide C de conductibilité calorifique infiniment petite, limité par un plan indéfini P, que baigne une

(¹) *Phil. Mag.*, 1907.

atmosphère à pouvoir absorbant sélectif d'épaisseur uniforme h . Les propriétés physiques du milieu sont des fonctions de la distance x , comptée normalement à partir du plan P. — Théorie mathématique.

H. LABROUSTE.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE ;

T. LXXXIII; 1913.

HASSELBLATT. — La vitesse linéaire de cristallisation des mélanges isomorphes.
P. 1-39.

La vitesse linéaire de cristallisation d'un mélange binaire dépend de la composition du mélange et de la surfusion. Les expériences ont porté ici sur une dizaine de systèmes binaires de corps isomorphes, ne présentant aucune lacune dans la formation des cristaux mixtes. On a déterminé d'abord les courbes de fusion puis les vitesses de cristallisation. A ce dernier point de vue, on a trouvé que la vitesse varie de façon continue avec la composition du mélange, elle atteint sa valeur maxima pour des surfusions de 20° à 30°, et elle dépend de la température de la même façon que celle des corps purs. Cette vitesse maxima, dans quelques cas, varie de façon à peu près linéaire entre celles des composants; mais, dans d'autres cas, on s'éloigne beaucoup de la proportionnalité. Enfin, plus le degré d'isomorphisme des deux composants est faible, plus les vitesses de cristallisation des mélanges sont faibles vis-à-vis de celles des composants purs.

BOLEZALEK. — La théorie des mélanges binaires et des solutions concentrées.
P. 40-78.

Ce travail commence par une réponse à des critiques de Patterson et de van Laar; la première a été motivée par une erreur d'impression; quant aux conclusions de van Laar, elles sont en contradiction avec les faits et avec la Thermodynamique.

La seconde partie, exécutée en collaboration avec Schulze, est un travail expérimental destiné à justifier la théorie des mélanges binaires. S'il y avait simplement mélange, toutes les propriétés

seraient des fonctions linéaires de la composition et toutes les fois que la courbe n'est pas une droite, c'est qu'il se forme entre les deux composantes une combinaison dissociable. L'exemple choisi est celui des mélanges d'éther et de chloroforme, et ici on a pu, par congélation fractionnée, isoler une combinaison équimoléculaire des deux composantes; son point de fusion est de 30° au-dessous de celui de l'éther, sa chaleur de formation est 3000 calories, et elle est très facilement dissociable par élévation de température. On peut alors connaître facilement à toute température la constitution du mélange. D'ailleurs, cette combinaison persiste dans la vapeur.

En tenant compte de son existence, les auteurs montrent comment on calcule les propriétés du mélange. Ainsi les tensions de vapeur, qui sont fortement convexes du côté de l'axe des concentrations, s'obtiennent d'après la règle connue que la pression partielle d'un des composants du mélange est égale à la pression de saturation de ce composant pur multipliée par sa fraction moléculaire. On calcule aussi la chaleur spécifique, la densité, la réfraction, le frottement interne, et on constate, conformément à la théorie, que les courbes représentatives tendent vers des droites quand la température s'élève.

En résumé, pour connaître les propriétés physico-chimiques de ce mélange, on fait une mesure de tension de vapeur à une concentration donnée et on en déduit la constante de la loi d'action des masses, sa valeur donne la constitution réelle du mélange.

VON KOLOSSOVSKY. — Recherches thermo-chimiques sur la dissolution et considérations théoriques sur les relations entre les propriétés chimiques des solutions salines. — P. 79-96.

Cette étude est destinée à justifier l'hypothèse de l'hydratation des ions. Les variations des propriétés chimiques d'un dissolvant sous l'action d'un sel dissous doivent avoir un caractère additif. Soient M et M' les modules d'action des deux ions de sel considéré et V , V' , V'' , etc., les variations de certaines propriétés chimiques du dissolvant; on doit avoir :

$$V = M + M', \quad V' = K'(M + M'), \quad V'' = K''(M + M'),$$

d'où :

$$\frac{V'}{V} = K', \quad \frac{V''}{V} = K''.$$

Sous cette forme, la vérification serait difficile, car elle nécessite des mesures absolues. Mais on peut la faire plus facilement au moyen de valeurs relatives en posant comme nulles les variations dues au nitrate de potassium, par exemple. En les désignant par V_0, V'_0, V''_0 , on doit avoir :

$$\frac{V' - V'_0}{V - V_0} = K, \quad \frac{V'' - V''_0}{V - V_0} = K', \text{ etc.}$$

Ces formules se vérifient pour les variations du coefficient de partage de l'acide acétique entre l'eau et l'éther, de la solubilité de CO_2 dans l'eau, etc.

ISHIZAKA. — Relation entre la précipitation des colloïdes et l'absorption; leur vitesse de précipitation. — P. 97-128.

Les expériences ont porté sur treize sels de sodium, potassium ou ammonium dont l'anion est soit minéral, soit organique, et se divisent en trois groupes :

1° On a déterminé les vitesses d'absorption de ces sels par de l'argile et par des particules colloïdales d'alumine en mesurant les variations de concentration de l'anion. L'isotherme d'absorption est représenté par $a = C^{\frac{1}{n}}$. La quantité absorbée dépend de la concentration de l'électrolyte;

2° On définit le pouvoir précipitant d'un électrolyte par la concentration qui, dans un temps donné, produit une variation donnée de la viscosité d'une solution d'alumine. Ce pouvoir a été mesuré pour les mêmes sels, et on trouve qu'il est d'autant plus grand que l'anion est plus absorbable. Les anions minéraux sont d'autant plus absorbés que leur valence est plus grande; le pouvoir précipitant des anions monovalents est à peu près le même ;

3° La marche de la précipitation se déduit des variations de la viscosité. Les courbes qui la représentent en fonction du temps ont un point d'inflexion et, pour diverses concentrations des électrolytes, on obtient des courbes semblables, l'inflexion se produisant pour la même augmentation de viscosité. Une courbe peut se déduire des autres en multipliant les temps nécessaires à une même variation de viscosité par un nombre qu'on appelle le facteur V de la vitesse de coagulation. Ce facteur dépend de la concentration c de l'électrolyte

d'après la loi $V = Lc^p$; L et p sont deux constantes, et la valeur de p oscille entre 3 et 6.

Enfin la viscosité maxima d'une solution coagulée augmente avec le nombre de particules, dépend beaucoup du précipitant, et aussi de certaines actions mécaniques (agitation, etc.).

SACHANOV. — Les variations anormales de la conductibilité. — P. 129-150.

On sait que dans les dissolvants à forte constante diélectrique, la conductibilité moléculaire augmente avec la dilution de la dissolution. Il n'en est pas de même pour certains solvants tels que l'acide acétique, l'acide cyanhydrique, etc., dont la constante diélectrique a des valeurs faibles. Quand la dilution augmente, la conductibilité moléculaire augmente d'abord, passe par un maximum, diminue jusqu'à un minimum et augmente ensuite à nouveau. Le phénomène est d'autant mieux marqué que la constante diélectrique du solvant est plus faible. L'explication suivante justifie les résultats même quantitativement. Dans de tels solvants, il se produit une forte polymérisation de la molécule dissoute, de sorte qu'il existe en présence les ions de la molécule simple et ceux de la molécule polymérisée, celle-ci ayant un degré de dissociation bien plus grand que la première. Les conductibilités séparées des deux espèces de molécules augmentent bien avec la dilution; mais, en même temps, le nombre de molécules polymérisées va en diminuant. Il resterait à connaître le degré de polymérisation.

WESTGREN. — Une nouvelle méthode pour justifier l'extension de la loi de Boyle-Gay-Lussac aux solutions colloïdales. — P. 151-195.

Il s'agit de la méthode de Svedberg dans laquelle on étudie la compressibilité des systèmes dispersés. Une partie de cette étude déjà faite a montré que le rapport des compressibilités tendait vers l'unité quand la dilution augmentait indéfiniment et que l'addition de cristalloïdes et de colloïdes étrangers ne modifiait pas ces compressibilités. Le présent travail a pour but la recherche empirique de la relation qui existe entre la compressibilité, d'une part, et, de l'autre, la concentration, le diamètre des particules et leur masse spécifique. Les expériences ont porté sur divers hydrosols de mer-

cure, soufre et sélénium et sur les émulsions d'huile de ricin et de suint de laine. Il en résulte que le rapport $\frac{\beta}{\beta_0}$ des compressibilités de la solution et du solvant peut s'exprimer par :

$$\frac{\beta}{\beta_0} = 1 - Ad^2s^3c,$$

où A est une constante, d le diamètre des particules, s leur poids spécifique, c la concentration de la dissolution. C'est la proportionnalité à la concentration qui paraît la moins certaine.

EPHRAÏM. — La nature des valences secondaires. — P. 196-220.

On sait déjà que, pour les combinaisons ammoniacales des sels halogénés des métaux bivalents, leur énergie de formation varie dans le sens inverse du volume atomique du métal. Le présent travail a eu pour but de rechercher si la même règle s'applique aux combinaisons ammoniacales des sulfates des mêmes métaux. Les expériences ont porté sur les hexamines des sulfates de Ni, Co, Fe, Mn, Cd et les pentamines de Cu et Zn, dont on mesure les tensions de dissociation aux mêmes températures. La règle précédente est encore vérifiée, et de plus, en désignant par V le volume atomique du métal et par T la température à laquelle la tension de dissociation a une valeur donnée, on constate que le produit $\sqrt{V} \cdot \sqrt[3]{T}$ est à peu près constant.

SMITS. — Le système soufre. — P. 221-241.

Il s'agit surtout d'un travail de critique des nombreuses hypothèses émises sur la constitution des diverses variétés de soufre et leurs équilibres. Comme conclusion, Smits donne le diagramme d'état qui paraît le plus probable actuellement, mais qui sans doute n'est pas encore définitif.

FRIEDRICH. — La nature des valences secondaires. — P. 242-244.

Les différences trouvées par Ephraïm entre les hydrates et les combinaisons ammoniacales des sels métalliques tiennent à ce que

la comparaison a été faite entre des produits de solubilités très différentes, les premiers étant bien plus solubles.

DE LEEUW. — Les relations entre les modifications du soufre. — P. 245-255.

Ce travail expérimental est destiné à défendre les conclusions précédentes de Smits et à justifier son diagramme du soufre, en montrant que les résultats donnés par Kruyt et qui s'opposaient à ceux de Smits sont erronés.

SLATOV. — Remarque au sujet du travail de Krapiwinn sur la vitesse de réaction entre l'hyposulfite et le monobromacétate de sodium. — P. 256.

Question de priorité.

EPHRAÏM. — Réponse à la note précédente de Friedrichs. — P. 257-259.

Les critiques de Friedrichs ne tiennent qu'à une erreur d'interprétation de sa part; il y a accord sur les faits.

WERTHEIMER. — La relation entre les coefficients de dilatation et de compressibilité de la vapeur d'eau d'une part et la pression et la température d'autre part. — P. 260-268.

Cette relation est déduite d'une formule empirique représentant les isochores de la vapeur d'eau; elle donne lieu à des calculs numériques simples.

GEORGEVICS. — L'existence et les causes de l'absorption des solutions aqueuses. P. 269-280.

Le présent travail est destiné à défendre l'hypothèse qui assimile l'absorption à une réaction chimique. Il se rapporte à l'absorption de solutions acides par de la laine; le phénomène est d'autant plus intense que l'acide est plus fort et que le frottement interne de la dissolution est plus grand. L'hypothèse qu'il y a concentration de la matière absorbée seulement à la surface de l'absorbant est insuffisante; la concentration se fait autour de toutes les molécules de l'absorbant, dans la mesure où la diffusion le permet.

JAESCHTE ET MEYER. — Les spectres d'absorption des sels de manganèse pour les différentes valeurs de la valence du métal. — P. 281-289.

Ce sont de simples recherches qualitatives. Ces spectres présentent de grandes analogies, quelle que soit la valence du manganèse, et on y rencontre toujours trois bandes : l'une, dans le rouge, se montre constante ; l'autre, dans le violet, est d'autant plus nette que la valence est plus faible, et enfin la bande intermédiaire se déplace vers le rouge quand la valence augmente.

SPENCER. — L'iodate cuivrique. — P. 290-296.

Travail expérimental. Une mesure de force électromotrice donne la concentration en ions de la solution aqueuse ; pour $(\text{IO}^3)^2\text{Cu}$, H_2O , la solubilité est à 25° de $3,3 \cdot 10^{-3}$ molécules-grammes par litre ; elle n'est pas influencée par IO^3K ni par SO^4Cu .

SACKUR. — Les sels fondus employés comme dissolvants. — P. 297-314.

Dans ce troisième travail sur le même sujet, l'auteur s'occupe du degré de dissociation des sels dissous dans d'autres sels fondus, en mesurant l'abaissement du point de fusion. Les expériences ont porté sur AgCl et CuCl dissous dans KCl et NaCl fondus. Les lois des solutions étendues s'appliquent aux précédentes dans de larges limites et aussi bien pour les molécules non dissociées que pour les ions libres. Le degré de dissociation se montre indépendant de la dilution et vaut environ 10 0/0.

La force thermoélectrique du couple Ag-Cu est très faible entre 0 et 800° ; elle change de signe vers 675° .

WALTON ET JUDD. — La conservation de l'eau oxygénée. — P. 315-335.

La nature du vase dans lequel est conservée l'eau oxygénée a une grande influence sur sa vitesse de destruction, mesurée à 80° . Les résultats ne sont concordants que si ce vase a été soigneusement nettoyé par des lavages à l'acide chlorhydrique. Le verre d'émeraude donne une vitesse plus faible que les autres ; elle est encore bien

plus petite dans des vases de quartz ; cela tient à ce que l'eau dissout des impuretés du verre qui agissent ensuite comme catalyseurs de la destruction ; ce sont surtout des oxydes métalliques en suspension colloïdale.

Les solutions de silicate, carbonate et hydrate de sodium catalysent rapidement la destruction, l'hydrate de calcium est sans action.

Comme catalyseurs négatifs, c'est-à-dire stabilisateurs, l'auteur cite les solutions concentrées de NaCl (une molécule par litre au moins) ; l'acide sulfurique, très efficace, même à faible dose et dont l'action croît avec la concentration, et enfin l'acétanilide qui est encore plus efficace que le précédent.

HÖFBAUER. — Formules nouvelles pour le calcul de la vapeur d'eau saturante.
P. 336-338.

POLANYI. — Nouvelles conséquences thermodynamiques de l'hypothèse
des quanta. — P. 339-369.

Ce travail, principalement théorique, se divise en deux parties.

La première se rapporte à la valeur finie de la variation d'entropie qui résulte de la suppression de la pression. Pour les corps à l'état condensé, pour les gaz et souvent aussi pour les solutions, il résulte de ce fait que les chaleurs spécifiques C_p à pression constante sont positives, que l'entropie E_p^T comparée à sa valeur sous la même pression, le même état, mais pour $T = 0$ est toujours positive. D'autre part, un théorème de Nernst, disant que pour $T = 0$ cette entropie est indépendante de l'état du corps, il en résulte que E_p^T est toujours positif par rapport à sa valeur au zéro absolu, quel que soit l'état physique. Donc, dans tout changement d'état isothermique, la perte d'entropie résultante est toujours plus petite que l'entropie de l'état initial. De plus, d'après Einstein, la chaleur spécifique C_v à volume constant est nulle pour les corps condensés pour $T = 0$; le théorème précédent indique que, dans les mêmes conditions, $C_p = 0$ et par conséquent l'entropie E_p^T a une valeur finie. En résumé, on arrive à ce théorème général que la pression restant constante, il existe pour chaque corps un maximum de la perte de chaleur qu'il peut subir.

Le théorème précédent se met sous la forme : $\int \frac{\partial v}{\partial T} dp$ doit garder une valeur finie et on tire les conséquences suivantes :

1° $\frac{\partial v}{\partial T}$ doit tendre vers zéro quand la pression augmente, et l'expérience montre en effet que, pour tous les états physiques, ce coefficient de dilatation diminue quand la pression s'élève;

2° L'équation d'état devra satisfaire à l'équation précédente, ce que ne font pas celles de Gay-Lussac, Van der Waals et Nernst ;

3° L'expression $p^2 \frac{\partial v}{\partial T}$ doit tendre vers zéro pour $p = \infty$.

Enfin la seconde partie est un essai encore insuffisant pour démontrer que non seulement la variation d'entropie provenant de la suppression de la pression ne peut pas être supérieure à l'entropie de l'état initial, mais qu'elle doit lui être égale.

WEDEKIND. — La cinétique des sels ammoniacaux. — P. 370-372.

VON HALBAN. — Conclusion de la discussion avec M. WEDEKING. — P. 373.

HOFMANN. — Recherches sur le mouillage et sur l'adhérence des particules solides à la séparation de deux liquides. — P. 385-423.

Quand on agite certaines poudres fines avec le mélange de deux liquides imparfaitement miscibles, il arrive que ces poudres sont entièrement retenues à la surface de séparation des deux couches liquides au repos. Ce fait doit être attribué au mouillage simultané du solide par les deux liquides, comme le montrent les expériences de Hofmann. Elles ont porté sur du verre ou même d'autres minéraux tels que le gypse, le spath, soit en lamelles minces, soit finement pulvérisés. Toutes les fois que les deux liquides mouillent simultanément le solide, les lamelles adhèrent fortement à leur surface de séparation et la poudre y est totalement retenue. Mais, quand l'un des liquides mouille bien mieux que l'autre, l'adhérence des lamelles est faible, et une partie seulement de la poussière reste à la surface de séparation, l'autre pénètre dans le liquide pour lequel l'adhérence est la plus grande. Ce travail se termine par un tableau où sont indiquées les propriétés précédentes pour un grand nombre de corps pulvérulents et des mélanges d'eau et de quelques liquides organiques.

VORLANDER ET HUTH. — Le caractère de la double réfraction des cristaux liquides pléochroïques. — P. 424-428.

On savait jusqu'ici que, parmi les cristaux liquides, ceux qui étaient pléochroïques avaient une biréfringence négative, celle des autres étant positive. Mais il existe des substances qui peuvent donner successivement deux espèces de cristaux liquides, toutes deux pléochroïques. Le présent travail montre que la biréfringence est négative dans les deux cas, mais avec des valeurs différentes.

AUWERS ET EISENLOHR. — La constance des équivalents de réfraction. P. 429-441.

La construction de nouvelles tables de données numériques ayant montré l'existence d'erreurs dans les calculs, la question de la constance des équivalents de réfraction et de dispersion se pose à nouveau. Le présent travail comprend de nombreuses déterminations de ces équivalents pour le groupement CH_2 , connaissant les réfractions et dispersions moléculaires de trois groupes de corps organiques, les paraffines, les éthers-sels et les polyméthylènes. Les nombres trouvés se montrent constants à $\frac{1}{50}$ près en moyenne; mais cette constance n'est pas absolue, et la structure moléculaire doit intervenir dans des résultats plus précis.

ATEN. — Une nouvelle modification du soufre. — P. 442-458.

On sait déjà que les propriétés de la dissolution de soufre dans le chlorure de soufre font croire à une nouvelle espèce de molécules S_π , ce qui, avec S_λ , le soufre soluble, et S_μ , le soufre insoluble, porte à trois le nombre d'espèces moléculaires qui entrent dans la construction des cristaux de soufre. De nouvelles expériences de solubilité dans le chlorure de soufre et le toluène confirment cette hypothèse; on a étudié la transformation de S_π en S_λ ou S_μ et obtenu des cristaux mixtes de S_π et S_λ ; néanmoins on n'a pas pu isoler cette variété moléculaire.

LORENZ ET LIEBMANN. — Détermination de la tension superficielle du plomb fondu au contact de mélanges liquides des chlorures de plomb et de potassium.
P. 459-480.

Dans ce travail expérimental, on a mesuré par la méthode des ascensions capillaires la tension superficielle du plomb fondu en contact avec un mélange liquide PbCl_2 et KCl , en faisant varier la température et la proportion de KCl . Le résultat important est qu'une augmentation de concentration en KCl entraîne une augmentation de la tension superficielle. D'ailleurs la température influe sur cette augmentation et la tension est d'autant plus élevée que la température est plus basse. On sait, d'autre part, que ces additions de KCl diminuent, au contraire, la formation du brouillard métallique. Il en résulte que ce brouillard se forme d'autant plus facilement que la tension superficielle est plus faible.

KURNAKOW ET ZEMENZNY. — Le frottement des mélanges binaires. — P. 481-506.

Les mesures ont porté sur des mélanges binaires liquides d'amines secondaires et d'éthers isosulfocyaniques dont on sait qu'ils donnent des combinaisons déterminées. Les isothermes du frottement interne sont tous formés de deux branches isolées tournant leur convexité vers l'axe des concentrations et se coupant à angle au point qui correspond à la combinaison équimoléculaire des deux composants. Les diagrammes des coefficients de température du frottement interne ont la même forme.

La mesure des viscosités des liquides est une méthode des plus sensibles pour la recherche des combinaisons et pour la preuve de la pureté de ces liquides.

HOLT EDGAR ET FIRTH. — L'absorption de l'hydrogène par le palladium.
P. 507.

A. SÈVE.

EFFET PHOTOÉLECTRIQUE SÉLECTIF ET EFFET PHOTOÉLECTRIQUE NORMAL⁽¹⁾;

Par MM. R. POHL et P. PRINGSHEIM.

Je sais pleinement apprécier l'honneur que vous m'avez fait en m'invitant à exposer, en Sorbonne, devant la Société française de Physique, les travaux que j'ai exécutés au courant de ces dernières années en collaboration avec mon ami M. Pohl. Le sujet de nos recherches a été l'*effet photoélectrique*, qui consiste, vous le savez, dans l'émission d'électrons sous l'action de la lumière. Vous appelez cet effet en France, le plus souvent, l'*effet Hertz-Hallwachs*, associant ainsi les noms des deux savants qui l'ont découvert, auxquels il faudrait, pour être juste, joindre ceux de Lenard et de J.-J. Thomson. Heinrich Hertz a observé que la décharge par étincelle était facilitée en illuminant les électrodes avec de la lumière ultra-violette, et Hallwachs a constaté que chaque conducteur portant une charge négative perdait cette charge sous l'influence des rayons à courte longueur d'onde. Mais ce furent Lenard et Thomson qui prouvèrent, presque simultanément, que cet effet avait son origine dans l'*émission de rayons corpusculaires* analogues à des rayons cathodiques très lents, d'une vitesse initiale de *quelques volts*. A la suite de ces découvertes, le problème de l'effet photoélectrique semblait près de recevoir sa solution complète, car il apparaissait comme le phénomène inverse de l'émission de la lumière : un électron effectuant sous l'action d'une force quelconque un mouvement périodique est l'origine d'une radiation électromagnétique; ce rayon de lumière est absorbé par un autre électron en résonance, qui est lié à l'atome d'un métal, et lui transmet une énergie qui parfois suffit à le projeter au dehors de l'atome.

Mais depuis lors de nombreux travaux consignés dans plus de six cents mémoires ont été publiés sur ce sujet, et comme il arrive si souvent en physique, le problème est devenu par là de plus en plus compliqué. Il suffira de rappeler que dernièrement plusieurs auteurs ont avancé l'opinion que l'émission d'électrons dans l'effet photoélectrique ne résulte pas d'une action directe de la lumière sur le métal, mais qu'elle serait plutôt la conséquence secondaire d'une

¹⁾ Conférence faite à la Société française de Physique le 17 avril 1914.

réaction quasiment chimique entre le métal et le gaz voisin, de sorte que, sans la présence de gaz, l'effet photoélectrique disparaîtrait. Nous n'avons jamais pu vérifier cette vue, et même nos expériences ne nous permettent pas de l'accepter comme juste. On avait déjà antérieurement rapporté des faits qui, bien que prouvés isolément par des expériences, semblaient en contradiction. Telle fut la découverte d'Elster et Geitel : le nombre des électrons émis par une surface liquide de *sodium-potassium* est fort augmenté, dès que le vecteur électrique de la lumière possède une composante normale à la surface du métal, alors que l'on savait que, pour les autres métaux, l'effet photoélectrique était indépendant de la polarisation de la lumière. Nous réussîmes d'abord à montrer que, même pour les métaux alcalins, l'efficacité supérieure plus grande de la lumière lorsque le vecteur électrique est parallèle au plan d'incidence était limitée sélectivement à une région du spectre assez étroite ; en approfondissant cette question, nous fûmes amenés à discerner dans l'émission d'électrons sous l'action de la lumière deux effets essentiellement différents.

Nous appelons le premier *effet sélectif*, parce qu'étant un phénomène de résonance il n'existe que dans un intervalle limité du spectre et atteint pour une certaine longueur d'onde un maximum très marqué, dont la position varie avec le métal employé ; en deçà et au delà du maximum, le courant photoélectrique décroît rapidement. C'est un indice caractéristique de l'effet sélectif que, pour lui, les électrons suivent la direction du vecteur électrique de la lumière, c'est-à-dire qu'ils ne peuvent quitter le métal que tant que ce vecteur possède une composante normale à la surface. L'existence de l'effet sélectif n'a été prouvée avec certitude que pour les métaux alcalins et quelques-uns de leurs alliages.

Tout au contraire, l'*effet photoélectrique normal* semble être une propriété qui appartient sinon à toute matière solide, pour le moins à tous les métaux, et c'est lui qui fait l'objet presque exclusif des travaux antérieurs aux nôtres. Dans l'effet normal, la polarisation de la lumière est sans influence aucune (pour une longueur d'onde donnée, le nombre des électrons émis est toujours proportionnel à l'intensité de la lumière absorbée), et le nombre des électrons émis augmente constamment quand on s'avance dans la partie ultra-violette du spectre.

Si le métal possède en outre un effet sélectif, les deux effets se superposent et l'on obtient une courbe représentée figure 1 : les

abscisses sont les longueurs d'onde en $\mu\mu$; les ordonnées, les courants photoélectriques par unité d'énergie lumineuse incidente; la partie N appartient à l'effet normal, S à l'effet sélectif; la courbe correspondant aux nombres vraiment observés, c'est-à-dire à l'addition des deux autres, est tracée en traits pleins : N + S.

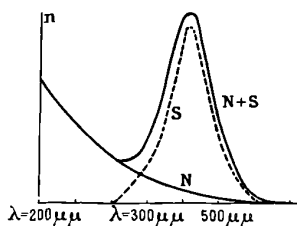


FIG. 1.

Pour obtenir une telle courbe, il faut mesurer pour différentes longueurs d'onde à l'aide d'une pile thermoélectrique l'intensité de la lumière, et en même temps les courants photoélectriques correspondants. Connaissant la sensibilité de la pile thermoélectrique et celle de l'électromètre employés, on trouve ainsi en nombres absolus la quantité d'électrons mis en liberté par une calorie de lumière incidente.

Naturellement il est plus essentiel de connaître le rapport entre le courant photoélectrique et l'énergie absorbée, rapport que l'on peut tirer par calcul de la première relation, si les constantes optiques du métal sont connues. Mais il y a un procédé assez simple pour le déterminer directement par l'expérience : il suffit de disposer le métal étudié en *corps noir*, c'est-à-dire de couvrir toutes les parois intérieures d'un tube d'une couche du métal, ne laissant que deux petites ouvertures, l'une pour introduire une électrode isolée portant le potentiel accélérant, l'autre pour donner entrée à la lumière. Toute l'énergie incidente est absorbée après maintes réflexions à l'intérieur du tube, sauf la minime partie qui s'échappe par les deux petites ouvertures. Comme nous le verrons plus tard, les courbes obtenues de la sorte ne diffèrent pas beaucoup de celles que l'on trouve par la première manière, généralement suffisante.

En considération de la grande influence que la polarisation de la lumière exerce sur l'effet photoélectrique sélectif, il faut, pour étudier les qualités de cet effet, que le plan d'incidence soit vraiment défini,

c'est-à-dire que le métal soit un miroir bien poli ; un tel miroir de grande perfection est fourni par la surface liquide d'un alliage de sodium-potassium, et c'est sur cet alliage que l'effet a été découvert.

Lorsqu'on fait tomber de la lumière polarisée monochromatique sous un angle oblique sur une surface de sodium-potassium et qu'on fait varier les longueurs d'onde, le courant photoélectrique atteint un maximum pour $\lambda = 380 \mu\mu$, si le vecteur électrique de la lumière est parallèle au plan d'incidence (*fig. 2*, courbe 1) ; en tournant le plan de polarisation, le maximum devient de moins en moins marqué et disparaît complètement dès que le vecteur électrique est normal au plan d'incidence, c'est-à-dire parallèle au miroir, puisque la composante normale à la surface du métal est alors nulle. Le maximum disparaît de même si l'angle d'incidence est égal à zéro. Dans ce cas, il ne reste qu'un courant relativement faible qui augmente constamment lorsque λ diminue, et qui est dû à l'effet normal existant à côté de l'effet sélectif (courbe 2).

En employant, au lieu de lumière polarisée de la lumière naturelle, on obtient une courbe qui résulte de la superposition de celles que produit la lumière polarisée. Le même cas se présente lorsqu'une surface irrégulière est mise à la place du miroir ; mais comme, dans la région critique l'effet sélectif surpasse toujours de beaucoup l'effet normal, il est alors possible de fixer la position approximative du vrai maximum de résonance. De la sorte, on a pu démontrer l'exis-

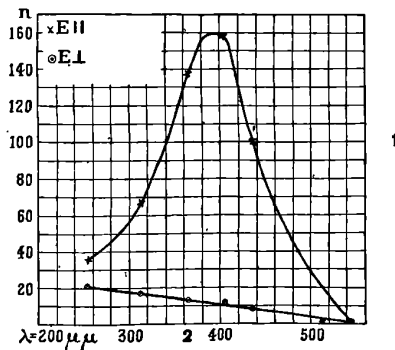


FIG. 2.

tence d'un effet sélectif pour le rubidium, le potassium, le sodium et le lithium, dont il est difficile, ou en partie même impossible, de se procurer des surfaces polies. On voit (*fig. 3 et 4*) les courbes du

potassium et du rubidium; cette seconde courbe est intéressante parce que la longueur d'onde qui correspond au maximum est comparativement grande, et que pour cette raison, il est possible de poursuivre la courbe dans la partie du spectre où il n'y a plus que l'effet normal. J'ajouterai que ces tableaux sont tirés de nos premières publications et que des tubes à photomètre préparés par Elster et Geitel, dont nous avons récemment mesuré la sensibilité spectrale, ont donné absolument les mêmes valeurs; cela veut dire que ces courbes peuvent être reproduites à volonté.

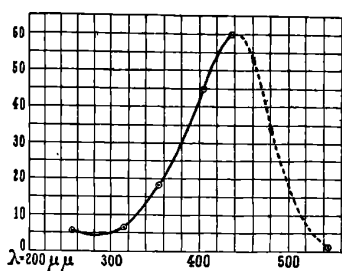


FIG. 3.

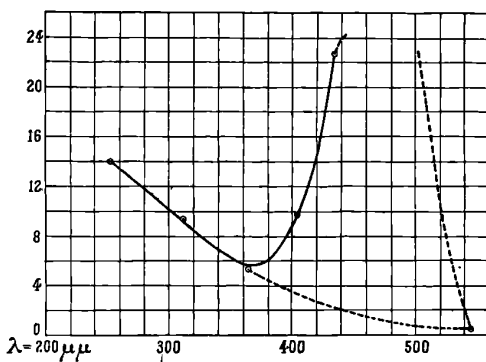


FIG. 4.

Les maximums des courants photoélectriques ne proviennent pas de maximums correspondants dans l'absorption de la lumière; si cela était, ils disparaîtraient aussitôt qu'on rapporte les courants à l'énergie lumineuse absorbée au lieu de les rapporter à l'énergie incidente; mais tout au contraire l'effet sélectif ressort dans un « corps noir » d'une façon encore plus marquée, parce que le pouvoir réflecteur des métaux a lui-même, près de la fréquence de la résonance sélective, sinon un maximum, assurément une très grande valeur qui décroît pour des longueurs d'onde plus courtes. Il s'ensuit que l'absorption d'une énergie comparativement petite met en liberté un très grand nombre d'électrons, tant que la fréquence de la lumière est voisine du centre de l'effet sélectif; ce nombre atteint pour le sodium et le potassium jusqu'à $350 \cdot 10^{-4}$ coulomb par calorie. En supposant que pour l'effet sélectif la vitesse initiale des électrons soit d'environ 2 volts, l'effet utile est de 30/0, c'est-à-dire que 30/0 de l'énergie absorbée est rendue sous forme de rayons photoélectriques. Par

conséquent, la température d'un corps noir, dont les parois sont couvertes de potassium et qui est illuminé par des rayons bleus, serait inférieure de 3 0/0 à celle d'un corps noir ordinaire absorbant le même rayonnement.

Il est facile de voir que, même dans un corps noir, on n'obtient pas le vrai effet utile photoélectrique, qui serait le nombre d'électrons projetés hors de leurs atomes, à la suite de l'absorption d'une calorie de lumière; ce que l'on peut mesurer n'est que la fraction de ces électrons en état de quitter le métal, tandis qu'une partie inconnue est absorbée avant de pouvoir arriver à la surface du métal.

Nous croyons que cette dernière partie peut être réduite de beaucoup, si la surface du métal est subdivisée en un grand nombre de très petites particules, comme c'est le cas pour les modifications colloïdales des métaux alcalins. En effet on obtient les plus grands effets utiles possibles sur de telles surfaces colloïdales profondément colorées; les nombres cités plus haut, qui sont à peu près huit fois plus grands que ceux fournis par les métaux ordinaires, en

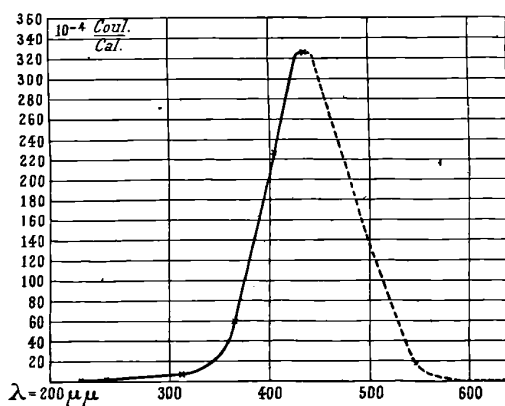


FIG. 5.

offrent un exemple. En même temps les courbes de résonance se resserrent encore et présentent alors des maximums très accentués : ainsi dans le tableau (fig. 5) relatif au potassium, l'effet utile n'est plus que $1 \cdot 10^{-4}$ coulomb par calorie à $\lambda = 230 \mu\mu$, contre $450 \cdot 10^{-4}$ coulomb par calorie au centre de la résonance : l'effet normal disparaît dans ces conditions presque entièrement en comparaison de l'effet sélectif.

EFFETS PHOTOÉLECTRIQUES SÉLECTIF ET NORMAL 531

Les longueurs d'onde caractéristiques de l'effet photoélectrique sélectif sont données à quelques pour cent près pour les métaux alcalins dans le tableau (A).

(A)

Métal	Longueur d'onde	Rayon de l'atome	$\frac{\lambda}{r} = C'$
Rubidium.....	$\lambda = 480 \mu\mu$	$r = 2,55 \cdot 10^{-8}$ cm.	1,88
Potassium.....	435	2,37	1,83
Sodium.....	340	1,90	1,79
Lithium.....	280	1,57	1,79

La position du maximum de résonance n'est pas influencée d'une manière appréciable par la température, comme des expériences faites à la température de l'air liquide l'ont prouvé; de même il importe peu que les corps soient à l'état solide ou liquide, les courbes ne variant pas sensiblement quand on fait solidifier un alliage de K-Na d'abord liquide. Néanmoins on observe parfois pour le même métal des différences dans la position exacte du maximum, qui dépassent les erreurs possibles des expériences. Cela s'explique par le fait que l'effet sélectif dépend à un haut degré de la liaison chimique des atomes : même la proximité seule d'un élément fortement électronégatif peut l'altérer. Si par exemple les atomes du potassium sont mêlés intimement à des molécules de K^2O (1), le maximum de sensibilité est déplacé d'à peu près $30 \mu\mu$ et se retrouve près de $405 \mu\mu$ au lieu de $436 \mu\mu$. L'influence de vraies liaisons chimiques est encore plus grande : nous avons déjà vu que l'alliage K-Na possède un effet sélectif à $\lambda = 380 \mu\mu$, et les courbes en question sont d'une telle netteté qu'il semble impossible d'y voir une superposition des effets dus aux deux métaux simples. En joignant à ce résultat ceux que nous avons trouvés sur d'autres alliages du potassium, on peut dire que l'effet sélectif d'un métal alcalin est d'autant plus influencé par son alliage avec un autre métal que la liaison est plus solide et qu'en conséquence l'alliage est plus stable, moins oxydable. Pour cette raison, la résonance du potassium, qui n'est que légèrement déplacée par l'influence du sodium, n'est pas complètement détruite dans ses alliages avec le mercure et le thallium, tant que la proportion en

(1) On obtient de telles surfaces d'un bleu noirâtre composées d'une solution colloïdale de potassium dans l'oxyde de potassium en exposant du K pur pendant quelques secondes à une atmosphère d'oxygène.

potassium est suffisamment grande. Pour un mélange cristallin de potassium et de mercure, qui se compose de molécules de KHg^2 et de K , la courbe des sensibilités montre à côté du maximum caractéristique pour le potassium un second maximum à $\lambda = 380$, comme on le voit *fig. 6*. En diminuant la concentration en potassium,

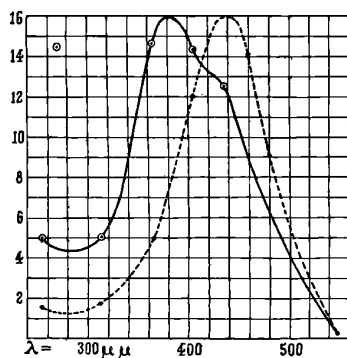


FIG. 6.

on arrive à un point où il n'y a plus dans le mélange que du mercure et du KHg^4 : alors les deux maximums mentionnés plus haut disparaissent et l'on trouve un effet photoélectrique sélectif vers $\lambda = 253 \mu\mu$. Enfin nous avons pu démontrer l'existence d'un effet sélectif près de $\lambda = 313$ pour un alliage en parties égales de potassium et de thallium ; ce dernier élément est, comme le mercure, relativement proche du potassium dans le système périodique. Pour les alliages du potassium avec tous les autres métaux qui en sont plus éloignés dans le système périodique et dont, en conséquence, l'affinité chimique est plus grande, on n'a pas pu trouver des effets sélectifs en deçà de $\lambda = 200 \mu\mu$.

De même tout effet sélectif disparaît lorsqu'on continue à diminuer la concentration en potassium dans les alliages K-Hg , et il ne reste plus alors qu'un effet normal ne possédant ni maximum ni la dépendance caractéristique de la polarisation (ainsi la sensibilité du mercure pur ne commence qu'au-dessous de $\lambda = 260 \mu\mu$).

A l'intérieur de ces molécules très complexes, les électrons, qui, dans les atomes de potassium, produisent l'effet sélectif, sont apparemment liés si fortement aux atomes de l'autre composant qu'ils ne sont plus en état d'effectuer leurs vibrations propres.

Il ressort de ces phénomènes que les électrons de l'effet sélectif sont probablement identiques à ceux dits de valence et qu'en tout cas ils se trouvent près de la surface des atomes, où ils sont facilement atteints par les forces émanant d'atomes voisins, différents en cela des électrons qui émettent les rayons X caractéristiques et qui, se trouvant à l'intérieur des atomes, ne sont point troublés par les liaisons chimiques. La position périphérique des électrons est rendue encore plus vraisemblable par un fait consigné au tableau (A) pour les quatre métaux alcalins : la longueur d'onde de résonance est proportionnelle au rayon atomique ; le rapport $\frac{\lambda_1}{r}$ est sensiblement égal à 4,8.

La grande influence des atomes voisins sur le mouvement des électrons en question étant admise, il semble naturel que leurs oscillations soient fortement amorties ; en effet la proportion entre la largeur de l'intervalle spectral, dans lequel l'effet sélectif existe, et la fréquence correspondant au maximum de résonance est de 3 ou même de 2 : ce ne sont pas des lignes bien définies, mais plutôt des bandes d'une étendue à peu près analogue à celles dont Rubens a prouvé l'existence par la méthode des *Reststrahlen* dans la partie infra-rouge du spectre et qui sont produites par des molécules ionisées. En plus, il paraît exister un rapport entre la fréquence photoélectrique des électrons et la fréquence infra-rouge des atomes chargés. Ce rapport est donné, suivant Haber, par une équation purement empirique de la forme :

$$\lambda_r = \frac{\sqrt{M}}{\sqrt{m}} \lambda_s = 42,8 \sqrt{A} \lambda_s,$$

où λ_r et λ_s sont les longueurs d'onde des périodes infra-rouges et sélectives, m la masse de l'électron, M celle de l'atome et A le poids atomique.

(B)

Li	6,98	$\lambda_r = 280 \mu\mu$	$\lambda'_r = 31,2 \mu$	$\lambda''_r = 27,8 \mu$	$\lambda_r = 31,6$
Na.....	22,9	340	68,0	68,4	69,5
K	38,9	435	119	116	117
Rb.....	84,9	470	183	192	184

Dans le tableau (B), λ'_r et λ''_r sont des longueurs d'onde infra-rouges, que l'on obtient d'après les formules de Einstein et de Lin-

demann — la méthode des *Reststrahlen* n'étant applicable qu'aux sels — sur la compressibilité et la température de fusion ; la valeur de λ_s est donnée à l'aide de l'équation de Haber à partir des valeurs expérimentales, λ_s répondant à l'effet photoélectrique sélectif.

Je reviendrai plus tard encore sur certaines difficultés de la théorie de l'effet sélectif, mais après avoir parlé de l'*effet normal*, que nous appelons ainsi non parce que son mécanisme semble être plus simple, plus normal, mais parce qu'il a été découvert le premier et parce qu'il semble appartenir également à tous les métaux. J'ai déjà dit que, dans l'effet normal, le nombre d'électrons émis par calorie absorbée était indépendant de la direction du vecteur électrique de la lumière : en faisant varier le plan de polarisation ou l'angle d'incidence, le courant photoélectrique ne change qu'en raison de la variation de l'absorption de la lumière. Mais le nombre des électrons mis en liberté par la même énergie décroît constamment, lorsque la longueur d'onde de la lumière augmente, et devient nul pour une fréquence que nous voulons appeler la *limite spectrale de l'effet normal*. Cette loi, trouvée d'abord par rapport à l'énergie incidente, est encore exacte quand on rapporte les courants à l'énergie absorbée. Seulement, dans ce dernier cas, les courbes deviennent moins raides dans leur partie ultra-violette, car le pouvoir réflecteur de presque tous les métaux décroît rapidement pour les courtes longueurs d'onde.

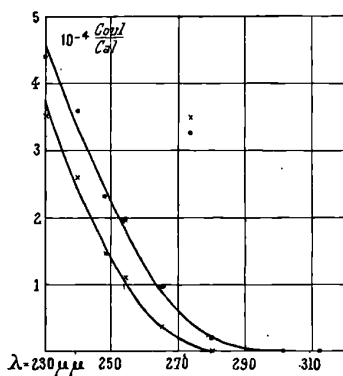


FIG. 7.

Toutefois le caractère des courbes n'est nullement changé, comme on le voit en comparant les figures 7 et 8, relatives : la première

(fig. 7), à la sensibilité photoélectrique sur platine dans un corps noir d'après Simon Werner, et l'autre (fig. 8), répondant aux nombres trouvés par Pohl et moi pour une surface liquide de KHg.

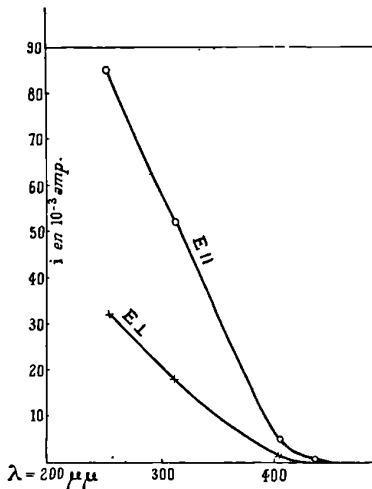


FIG. 8.

On reconnaît en même temps dans ce dernier cas que pour la lumière polarisée, d'abord parallèle, puis normale au plan d'incidence, les courbes ne sont dissemblables qu'en raison des différences dans l'absorption de la lumière. Mais il existe une différence très marquée entre la courbe du Pt et celle de l'alliage K-Hg; quant à la position de la limite spectrale, cette position, variable avec le métal, semble représenter une propriété caractéristique des différents matériaux, dont je vais parler un peu plus en détail, parce qu'elle joue pour l'effet normal un rôle analogue à celui du maximum dans l'effet sélectif. Il est vrai que l'on ne peut encore affirmer s'il s'agit d'une limite bien définie ou seulement d'un état asymptotique de la courbe pour l'axe, la position exacte de la limite dépendrait alors plus ou moins de la sensibilité de l'électromètre. Mais en tout cas les valeurs tendent très rapidement vers zéro; cela ressort en particulier des nombres donnés par Joffé, qui, en observant au microscope de petites particules suspendues, a pu reconnaître l'émission de chaque électron distinctement; cette méthode possède par conséquent la plus grande sensibilité possible.

Il est certain que la position de la limite spectrale est liée intimement aux qualités périodiques chimiques des éléments. Elster et Geitel ont déjà montré en 1891, qualitativement, que la sensibilité photoélectrique d'un métal s'étend d'autant plus dans la partie visible du spectre que le métal est plus électropositif. Il est en effet possible de ranger les métaux, quant à la limite spectrale de leur sensibilité photoélectrique, dans une série qui correspond tout à fait à la série de Volta, ainsi qu'on le voit dans le tableau (C).

(C)

Ba, Ca, Al, Mg, Gl	Ce	Zn	Th	Pb	Sn	Cd	Bi	Hg
Du jaune jusqu'à l'infra-rouge..	$\lambda = 600^{\mu}$	380	370	< 365	< 365	320	> 313	> 250

L'ordre dans lequel se rangent les métaux à l'égard de leur oxydabilité est encore le même, et l'on voit que des métaux comme le béryllium et le cérium, dont le potentiel voltaïque n'est pas connu, mais qui sont excessivement oxydables, émettent des électrons sous l'action d'une lumière à grande longueur d'onde, tandis que les métaux plus parfaits ne sont sensibles qu'aux rayons ultra-violet.

Il est à peu près impossible de fixer une valeur, même approximative, pour la limite spectrale des métaux alcalino-terreux; même lorsque les surfaces de ces métaux sont préparées dans le vide et y sont constamment maintenues, les courants photoélectriques produits par la même énergie incidente changent parfois très rapidement, en ce qui concerne le nombre intégral des électrons émis et la distribution spectrale. Le courant photoélectrique provenant d'une telle surface fraîchement préparée par distillation dans le vide augmente peu à peu pour toute longueur d'onde, mais en même temps la limite spectrale se déplace souvent de plus d'une octave. Par exemple une surface de magnésium n'est pas sensible au-dessus de $\lambda = 365 \mu$ immédiatement après la distillation; après quelques heures, la limite spectrale est déplacée au delà de 1μ , et alors la sensibilité reste constante pendant plusieurs jours. Pour ces métaux — le Ca, le Ba, le St, l'Al et le Mg — on observe parfois pour certaines longueurs d'onde, surtout dans l'état de plus grande sensibilité, des maximums relatifs du courant photoélectrique, qui généralement ne sont pas très marqués et qui ne sont pas à coup sûr identiques aux effets sélectifs des métaux alcalins: leur existence ne dépend point de la direction du vecteur électrique de la lumière, et

même ils sont plus accentués lorsque l'incidence de la lumière est normale, alors que, dans ce dernier cas, l'effet sélectif des métaux alcalins disparaîtrait tout à fait. Nous ne savons pas encore bien expliquer ce phénomène, mais nous pensons qu'il est peut-être lié à des singularités des constantes optiques.

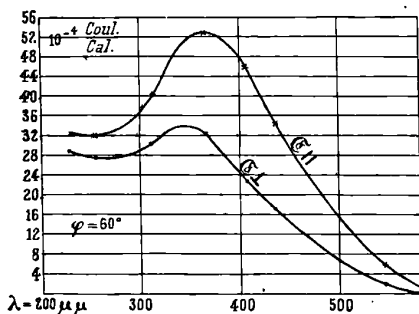


FIG. 9.

Nous avons pu retrouver non pas le maximum de sensibilité, mais les déplacements successifs de la limite spectrale pour l'amalgame liquide Ba-Hg. On a l'avantage, en étudiant les propriétés photoélectriques d'un tel alliage liquide, de pouvoir renouveler à volonté la surface : après chaque renouvellement, la limite spectrale se retrouve à la même place près de $\lambda = 350 \mu\mu$, et toujours la sensibilité photoélectrique s'étend, après quelque temps, jusque dans la partie rouge du spectre (fig. 9). Un phénomène analogue, mais d'un tout autre ordre de grandeur, a été observé par S. Werner pour des surfaces de Pt, de Cu et de quelques autres métaux, qui étaient préparés par dispersion cathodique, ce déplacement ne dépassant pas $30 \mu\mu$. Du reste des surfaces métalliques produites de la sorte diffèrent assez considérablement de celles préparées par distillation : la position de la limite spectrale dépend du gaz dans lequel la dispersion cathodique a été produite, et cette influence du gaz est différente pour les différents métaux, de façon que leur position dans la série des limites spectrales mentionnée tout à l'heure peut être intervertie. Il est certain que l'occlusion superficielle de gaz dans les métaux a une très grande influence sur la position de la limite spectrale et aussi sur le nombre des électrons émis sous l'action de fréquences qui sont proches de cette limite. Mais ceci est encore loin de l'hypothèse d'après laquelle tout effet photoélectrique serait

impossible sans la présence de molécules de gaz dans la surface du métal.

Il semble, d'autre part, que le principal des phénomènes dits de fatigue et de restitution photoélectrique provient surtout du déplacement de la limite spectrale. Puisque chaque source lumineuse possède une énergie dont la distribution n'est pas uniformément répartie dans le spectre, et qui varie tout au contraire souvent très vite, un changement notable du courant photoélectrique peut résulter d'un déplacement relativement petit de la limite spectrale, tant que l'on n'emploie pas de la lumière monochromatique : il est à remarquer en effet que presque toutes les recherches ayant pour objet la fatigue photoélectrique ont été exécutées sans appareil spectrométrique.

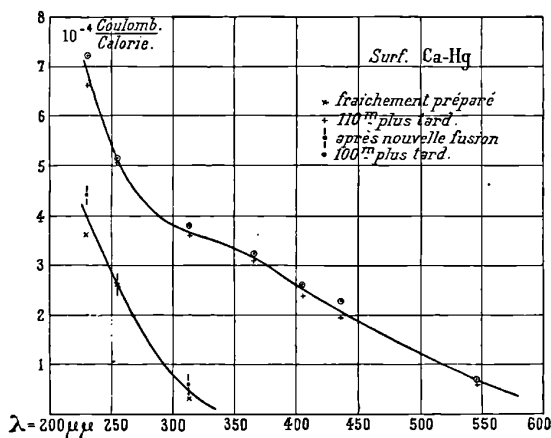


FIG. 10.

Quant aux métaux alcalins, il est assez difficile de juger quelle partie de la courbe des sensibilités, qui parfois dépasse 1μ , appartient à l'effet normal et non à l'effet sélectif ; mais, pour différentes raisons, il semble vraisemblable que l'émission d'électrons par les métaux alcalins sous l'action de la lumière infra-rouge est due à l'effet normal, tandis que l'ordonnée de la courbe de résonance de l'effet sélectif devient très petite, même du côté des grandes longueurs d'onde, pour une valeur de λ qui n'est pas très éloignée de celle qui produit l'effet maximum.

Quoique ainsi l'incertitude sur la position exacte de la limite spectrale soit encore grande pour beaucoup de métaux, l'existence d'un

relation entre la limite spectrale et le potentiel voltaïque des métaux n'est pas douteuse et, en raison de la signification théorique de cette limite, sur laquelle je reviendrai plus loin, il ne semble pas invraisemblable que, lorsque toutes les difficultés seront levées, la position de la limite spectrale sera le meilleur indice du degré d'électro positivité d'un métal.

Nous avons trouvé une régularité analogue (dans la position des limites spectrales) pour le cas d'alliages entre différents métaux : si les propriétés photoélectriques des deux métaux ne sont pas trop différentes, la sensibilité de leur alliage est égale à celle qu'on trouve par addition ; mais, si l'un des composants est fortement électropositif, l'autre électronégatif, et que l'émission d'électrons sous l'action de la lumière visible soit due exclusivement à la première, comme c'est le cas, par exemple, pour un alliage de potassium avec quelque métal pesant, la plus grande longueur d'onde qui peut encore produire un courant photoélectrique est déplacée d'autant plus vers la partie ultra-violette du spectre que l'affinité des deux éléments, et par conséquent la stabilité de l'alliage, est plus grande. Ainsi l'alliage liquide de potassium-mercure, qui est très oxydable, est encore sensible à la lumière au-dessus de $\lambda = 600 \mu\mu$; mais, si les atomes de potassium sont liés plus fortement à ceux de l'autre composant, comme dans son alliage avec le bismuth, la limite spectrale est déplacée au delà de $\lambda = 440 \mu\mu$, quoique le bismuth lui-même soit sensible à de la lumière de bien plus grande longueur d'onde que le mercure. Enfin les composés du potassium avec des éléments fortement électronégatifs, comme le phosphore ou l'oxygène, n'émettent des électrons que sous l'action de rayons appartenant à l'extrême, ultra-violet.

Naturellement, pour pouvoir comparer ces différents alliages, il faut qu'ils contiennent à peu près la même concentration atomique de potassium. Toutefois l'influence de la concentration est relativement petite, surtout tant qu'il s'agit de résultats plutôt qualitatifs. Des recherches sur l'alliage potassium-mercure ont montré que, lorsqu'on diminue la teneur en potassium, la limite spectrale est un peu déplacée du côté des ondes courtes, mais ce déplacement ne dépasse pas 6 0/0, c'est-à-dire $30 \mu\mu$ (de 450 à 420 $\mu\mu$), lorsque la teneur en potassium est abaissée de 2 0/0 à $2 \cdot 10^{-4}$ 0/0. Mais ce qui est surtout surprenant, c'est qu'à une certaine distance de la limite spectrale le nombre des électrons émis par l'alliage est presque

indépendant de la concentration (fig. 11) : le courant photoélectrique ne varie, pour $\lambda = 254 \mu\mu$, que d'environ 30 0/0, lorsque la proportion du potassium varie de 1 à 10^{-4} , quoiqu'il soit certain que ce sont presque exclusivement les atomes du potassium, et non pas ceux du mercure, qui émettent les électrons; le courant provenant du mercure pur n'atteint qu'à 2 0/0 de celui de l'alliage. Le nombre des électrons émis ne dépend donc pas, ou seulement très peu, du nombre des atomes excités directement par la lumière, tant que ce nombre ne descend pas au-dessous d'une certaine quantité par centimètre carré; si cette condition est remplie, certains atomes prédisposés sont en état de tirer à eux, par un mécanisme à préciser, toute l'énergie disponible.

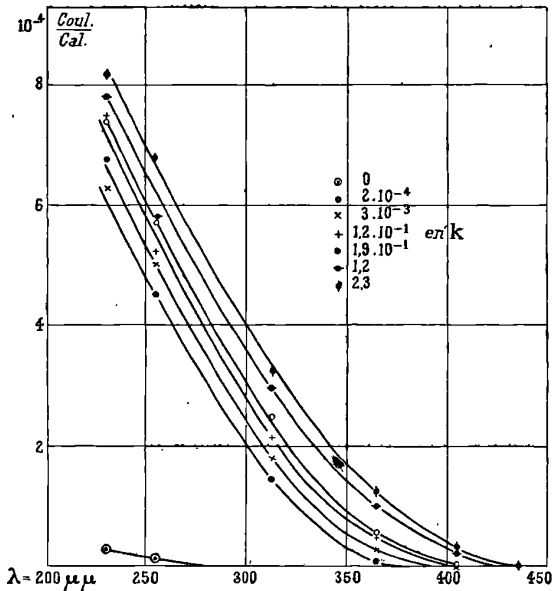


FIG. 11.

Nous sommes ainsi conduits à serrer d'un peu plus près le problème de la transformation d'énergie dans l'effet photoélectrique, problème qui offre des difficultés aujourd'hui encore insurmontables. Mais au préalable il me faut parler de la question des *vitesse initiales des électrons*, qui tiennent une très grande place dans les recherches photoélectriques et que je n'ai pas encore mentionnées pour deux raisons : d'abord, j'ai cru devoir traiter ici de préférence les ques-

tions ayant fait le sujet de nos propres travaux; ensuite, j'estime en vérité très difficile de juger de l'état actuel de cette question.

Il est sans doute superflu de rappeler que dans un champ électrique l'énergie d'un électron de charge e , de masse m et de vitesse v , est donnée par l'équation :

$$\frac{m}{2} v^2 = eP,$$

où P représente le potentiel. En conséquence tout revient à déterminer le potentiel P qui suffit à retenir un électron projeté au dehors d'une surface métallique avec la vitesse v , pour avoir une mesure de cette vitesse, et nous sommes même accoutumés à mesurer la vitesse des électrons directement en volts.

La vitesse initiale des électrons photoélectriques est toujours indépendante de l'intensité de la lumière et ne dépasse jamais quelques volts. Les énergies très grandes, correspondant à plusieurs centaines de volts, que Millikan avait trouvées pour le cas d'une énorme intensité momentanée de la lumière produite par de fortes étincelles, étaient, comme nous l'avons pu démontrer, la conséquence d'une erreur expérimentale.

Pour une fréquence de lumière donnée, la vitesse initiale est d'autant plus grande que le métal est plus électropositif; et pour un métal donné, elle augmente lorsque la longueur d'onde décroît. On a essayé de représenter la relation entre la vitesse initiale et la fréquence ν de la lumière par différentes équations, parmi lesquelles celle acceptée par la plupart des auteurs a la forme :

$$e \cdot P = c\nu - p,$$

c et p étant des constantes. Mais il faut avouer que presque tous les résultats expérimentaux ne sont pas en moins bon accord avec les équations :

$$eP = f\nu^2 - p \quad \text{et} \quad e \cdot P = k \log \nu - p.$$

Toutefois la première formule a le grand avantage que les deux constantes y possèdent un certain sens physique et qu'elle a été déduite par Einstein de considérations théoriques avant que E. Ladenburg eût fait les premières expériences dans cette voie. Suivant Einstein, le coefficient c est la constante h de la loi de Planck, et

comme, selon cette loi, un résonateur ne peut émettre de l'énergie rayonnante de fréquence ν que par quantités multiples de $h \cdot \nu$, un atome ne serait en état de projeter un électron sous l'action d'une lumière de fréquence ν que lorsque l'énergie cinétique accumulée est égale à $h\nu$: en effet la constante c déduite des expériences à l'aide de l'équation de Einstein est du même ordre de grandeur que h : à peu près $5 \cdot 10^{-26}$. En quittant la surface du métal, l'électron perd une partie p de son énergie primaire, de façon qu'il ne possède plus au dehors que l'énergie $h\nu - p$. On voit que la seconde constante $p = h\nu_0$ fixe la limite spectrale de l'effet normal, c'est-à-dire la plus petite fréquence ν_0 , qui suffit encore à faire sortir les électrons de la surface métallique. Cette théorie de Einstein est de pure forme et ne donne aucune idée du mécanisme de l'effet photoélectrique. C'est là, il est vrai, un caractère commun à toutes les explications de phénomènes dans lesquelles intervient la théorie des quanta, car cette théorie n'étant pas en accord avec la mécanique classique ne peut jamais fournir un modèle mécanique.

En partant des principes de l'ancienne mécanique, il est absolument impossible d'expliquer pourquoi les électrons possèdent, après avoir quitté leurs atomes, une énergie cinétique plus grande que zéro et qui dépend de la fréquence de la lumière. Même en admettant qu'il existe dans les atomes une grande quantité d'électrons liés à leur position d'équilibre par des forces différentes, de façon que leurs périodes propres répondent à toutes les fréquences du spectre, on arrive bien à concevoir que l'énergie nécessaire pour arracher les électrons de différentes périodes à leurs atomes est différente et augmente avec la fréquence, mais cette énergie absorbée est transformée par l'émission de l'électron en énergie potentielle et, à une certaine distance de l'atome, la vitesse des électrons serait toujours zéro. Dans la théorie des quanta, il faut supposer qu'un résonateur — qui n'est pas identique à l'électron photoélectrique émis plus tard — absorbe la lumière d'une fréquence donnée et transmet l'énergie accumulée, au moment où elle atteint la valeur $h\nu$, à l'électron photoélectrique. Celui-ci étant lié par une même force déterminée et n'étant pas sous la dépendance directe de la fréquence, est projeté en conséquence au dehors de l'atome avec une vitesse d'autant plus grande que la fréquence de la lumière est plus grande.

L'existence d'un tel mécanisme, intermédiaire entre l'absorption de la lumière et l'émission de l'électron, est rendue très probable

pour l'effet normal, dans lequel des courants photoélectriques sont indépendants de la direction du vecteur électrique de la lumière. Mais il est encore nécessaire que, par ce même mécanisme, toute l'énergie absorbée par la surface entière soit concentrée dans quelques atomes prédisposés. Cela résulte de nos expériences mentionnées plus haut sur les alliages potassium-mercure de différentes concentrations. Mais un simple calcul impose la même conclusion : l'énergie d'un électron ayant la vitesse d'un volt, comme on la trouve par les expériences, est égale à $1,6 \cdot 10^{-12}$ erg. Il est facile d'évaluer le temps qu'il faut pour que cette énergie soit transmise à un électron par le champ électrique de la lumière. Quelle que soit l'hypothèse que l'on adopte relativement aux forces qui retiennent l'électron, ce temps atteint toujours environ $5 \cdot 10^{-6}$ seconde, si la source de lumière est une bougie Hefner à la distance d'un mètre, en négligeant toutefois la perte d'énergie par rayonnement. En conséquence, il faudrait que le résonateur effectue 10^9 vibrations cohérentes avant que l'émission puisse avoir lieu, ce qui est très peu probable, d'après ce que nous connaissons de la lumière. Et puisqu'il est possible d'obtenir des courants photoélectriques en employant des intensités de lumière encore beaucoup plus petites, on arriverait à trouver un retard très marqué entre le commencement de l'illumination et celui de l'émission d'électrons. Un tel retard n'a été observé que pour de petites particules microscopiques, mais jamais pour des surfaces métalliques d'une certaine étendue. Il est vrai que les expériences expressément faites en vue de la recherche d'un temps d'accumulation d'énergie ont été exécutées sur des surfaces de potassium et ne sont strictement démonstratives que pour l'effet sélectif. D'autre part, on n'a pas encore mesuré la vitesse initiale de l'effet sélectif, et il n'est pas tout à fait impossible que les électrons provenant de cet effet quittent le métal avec une énergie égale à zéro. D'après nos connaissances actuelles, il semble en tout cas vraisemblable que la quantité de lumière absorbée par un seul électron ne peut pas être suffisante pour lui donner l'énergie cinétique qu'il possède au dehors. Il s'ensuit que si cette énergie provient du champ électrique de la lumière et non pas d'une sorte d'explosion rappelant les phénomènes radioactifs, toute l'énergie absorbée par la surface entière doit être concentrée d'une manière quelconque sur un nombre d'atomes relativement petit. Quant au mécanisme de l'effet sélectif, il semble être plus simple, en tout cas plus direct que

celui de l'effet normal, puisque la direction du vecteur électrique de la lumière possède une si grande influence sur le nombre d'électrons émis. Il est remarquable qu'en admettant des hypothèses très primitives sur les forces liant des électrons à leurs positions d'équilibre on est amené à des périodes propres dont les valeurs en nombres absolus sont en bon accord avec celles tirées des expériences pour l'effet sélectif. F.-A. Lindemann a montré que la simple loi de Coulomb suffit, si l'on suppose que l'électron de charge e et de masse m se trouve à l'intérieur d'un atome de rayon r portant une simple charge positive. Dans ces conditions, la période propre de l'électron est :

$$\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{l^2}{mr^3}}$$

On arrive à la même équation en supposant que l'électron tourne autour de l'atome comme une planète autour du Soleil d'après les lois de Képler.

Le tableau (D) montre un bon accord entre des nombres calculés d'après Lindemann et ceux obtenus par Pohl et moi ; toutefois les différences pour le sodium et le lithium surpassent certainement les erreurs possibles d'expériences.

(D)		
Métal	Longueur d'onde relative à l'effet sélectif : calculée	Observée
	$\lambda = 550\mu\mu$	
Cs.....	490	480
Rb.....	438	435
K.....	348	340
Na.....	236	280
Li.....		

Du reste on rencontre ici les mêmes difficultés mentionnées plus haut pour l'effet normal. Même en admettant que l'énergie des électrons au dehors de l'atome soit nulle, ce qui est peu probable, il faut toujours pour l'accumulation de l'énergie à vaincre les forces qui attachent l'électron à l'atome un temps assez long pour être mesurable dans des conditions adéquates, et la non-existence d'un retard est absolument prouvée par l'expérience pour l'effet sélectif. De plus il est difficile de concevoir pour le cas du mouvement képlérien comment l'énergie de l'électron peut être augmentée sans que sa période soit changée et sans qu'en conséquence la résonance soit détruite.

On voit par cet exemple comment les difficultés s'accroissent dès que l'on essaye d'avancer dans le domaine de la théorie.

On arrive bien à expliquer ou plutôt à circonscrire un fait isolé par une hypothèse spéciale, mais on est encore bien loin d'une théorie complète et cohérente embrassant également toutes les parties du problème; avant d'y parvenir, il faudra encore multiplier les expériences. Mais pourtant j'espère avoir montré que les recherches sur l'effet photoélectrique ont ouvert une voie conduisant à la connaissance de la structure des atomes et de l'action mutuelle entre la matière et le rayonnement.

VÉRIFICATIONS NOUVELLES DES LOIS DE TRANSPARENCE DE LA MATIÈRE AUX RAYONS X, DANS LE CAS DES COMPLEXES MINÉRAUX; APPLICATION DE CES LOIS À LA FIXATION DES POIDS ATOMIQUES DU THORIUM, DU CÉRIUM ET DU GLUCINIUM;

Par MM. L. BENOIST et H. COPAUX.

Les lois de transparence de la matière aux rayons X, établies il y a quelques années par l'un de nous (1), ont montré que cette transparence est une propriété essentiellement *atomique* et *additive*: à masse égale, par unité de surface exposée, et pour une même qualité de rayons X, les éléments sont d'autant moins transparents que leurs poids atomiques sont plus élevés. Les masses d'égale transparence, ou équivalents de transparence, dont les inverses représentent, à un facteur constant près, les coefficients d'absorption massique, vont généralement en décroissant quand les poids atomiques augmentent, et sont représentées, pour l'ensemble des éléments, par une courbe bien déterminée pour chaque qualité de rayons X, cette qualité étant définie par le degré correspondant du radiochromomètre (2).

L'absorption élémentaire, ainsi définie, est, de plus, une propriété essentiellement additive, se conservant sous quelque état physique, sous quelque état de combinaison ou de mélange que se trouvent

(1) LOUIS BENOIST, *Lois de transparence de la matière aux rayons X* (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 1901); *J. de Phys.*, 1901, etc.

(2) L'établissement d'un réseau de courbes d'isotransparence a constitué, jusqu'aux récentes découvertes sur la réflexion des rayons X par les cristaux, le seul moyen de former l'échelle spectrale de ces rayons, avec le radiochromomètre comme instrument d'observation rapide et pratique.

engagés les atomes, ce qui permet de calculer l'équivalent de transparence (et par suite le coefficient d'absorption) d'un corps quelconque, composé ou mélange, de composition connue, à partir des équivalents de transparence des éléments qui le composent, par la formule :

$$\frac{M}{E} = \Sigma \frac{m}{e}.$$

où M , m , etc., sont les masses composantes et composées, et E , e , etc., les équivalents de transparence correspondants pour la qualité de rayons X employée.

Ces lois ont été constamment appliquées depuis en radiologie médicale, à laquelle elles ont pu rendre de notables services, en permettant un emploi méthodique des diverses qualités de rayons X, comme aussi en renseignant sur la pénétrabilité sélective soit des tissus organiques, soit des corps auxiliaires interposés.

Elles offrent aussi à la chimie une méthode rapide, soit d'analyse qualitative et même quantitative, soit de contrôle de la pureté des corps, soit enfin de détermination ou de vérification des poids atomiques (1).

I. — ÉTUDE DES COMPLEXES MINÉRAUX.

Il nous a paru intéressant de continuer la vérification de ces lois, précédemment établies d'ailleurs par l'étude d'un très grand nombre de corps simples et composés, en nous plaçant dans le cas particulier de cette classe de sels minéraux, dits *complexes*, où les éléments sont chimiquement dissimulés, comme si leurs propriétés étaient remplacées par celles de groupes d'éléments, ou radicaux.

On sait en effet que d'autres propriétés, réputées additives, ne le sont que pour certains types de combinaisons ; tel est le cas de la réfraction et du coefficient d'aimantation moléculaires, dont l'additivité est troublée, souvent même très fortement, par les changements de fonctions. Il en est de même de la chaleur spécifique, qui n'obéit pas toujours à la loi de Neumann-Kopp.

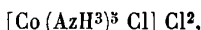
Nous avons donc choisi trois sels minéraux, franchement complexes :

(1) Louis BENOIST, *Méthode de détermination des poids atomiques, fondée sur les lois de transparence pour les rayons X : poids atomique de l'indium* (Comptes rendus de l'Académie des Sciences, 23 mars 1901).

Le ferricyanure de potassium :



Le chlorure purpuréo-cobaltique, ou chloropentamine cobaltique :



et le silicomolybdate de potassium :



Nous avons calculé, d'une part, leurs équivalents de transparence d'après la formule ci-dessus, à partir des équivalents des corps simples constitutifs établis antérieurement, pour des rayons de degré 8B⁽¹⁾; nous avons déterminé expérimentalement, d'autre part, soit fluoroscopiquement, soit radiographiquement, les masses de ces composés qui, réparties sur 1 centimètre carré de base, donnaient la meilleure égalité de transparence avec un étalon convenablement choisi (20^{dg},8 ou 8 millimètres d'aluminium) pour des rayons X de degrés aussi voisins de 8B que possible.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

1° Ferricyanure de potassium :



application de la formule :

$$\frac{329,1}{E} = \frac{56}{2,7} + \frac{72}{70} + \frac{84}{51,4} + \frac{117}{6,5},$$

(Fe) (C⁶) (Az⁶) (K³)

d'où

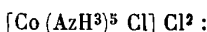
$$E_{\text{calculé}} = 7^{\text{dg}},95;$$

or on trouve :

$$E_{\text{mesuré}} = 7^{\text{dg}},98,$$

les rayons employés étant de degré 7B, et les égalités photométriques étant réalisées à moins de 5 0/0 près.

2° Chlorure purpuréo-cobaltique :

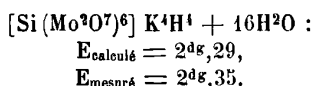


$$E_{\text{calculé}} = 6^{\text{dg}},97,$$

$$E_{\text{mesuré}} = 7^{\text{dg}},00.$$

(1) Voir la courbe insérée dans le mémoire précédemment rappelé; voir également le *Recueil de Constantes physiques*, tableau 240.

3° Silicomolybdate de potassium :



On peut remarquer que la légère différence, toujours de même sens et par excès, des nombres mesurés avec les nombres calculés, s'explique par le fait que les rayons employés ont été constamment d'un degré radiochromométrique légèrement inférieur à celui qui correspond, en moyenne, aux valeurs équivalentes employées pour le calcul et déterminées autrefois.

La concordance entre les nombres calculés par application des lois de transparence et les nombres mesurés est donc très satisfaisante, et ces lois, telles que la loi d'additivité en particulier, continuent à se vérifier exactement, aussi bien dans ce cas, particulièrement important, des complexes minéraux que dans tous les autres, au degré d'approximation des mesures photométriques, soit à 5 0/0 près, et même moins.

Cette approximation peut être considérée comme d'autant plus satisfaisante que, jusqu'à présent, on n'a pu produire que des rayons X complexes, dont le radiochromomètre indique seulement la qualité moyenne, et dont la composition peut varier d'une façon assez sensible pendant le fonctionnement, quelque régulier qu'il paraisse, de l'ampoule radiogène.

Mais les découvertes récentes de Laue et Bragg, permettant aujourd'hui, par la réflexion cristalline des rayons X, de mesurer leur longueur d'onde et d'en obtenir de véritables spectres, vont nous donner le moyen d'opérer sur des rayons homogènes, de longueur d'onde bien définie, et d'obtenir par suite, dans l'application des lois de transparence, une précision encore plus grande.

II. — POIDS ATOMIQUES DU THORIUM, DU CÉRIUM ET DU GLUCINIUM.

La méthode de détermination ou de contrôle des poids atomiques qui résulte des lois de transparence de la matière aux rayons X a, sur celle qui résulte de la loi de Dulong et Petit et sur les autres méthodes du même genre, l'avantage d'être entièrement indépendante de toutes les conditions qui font varier les conditions physico-

chimiques. Ici n'intervient, en effet, qu'une propriété absolument intrinsèque de l'atome.

La méthode consiste à déterminer l'équivalent de transparence de l'élément considéré, pour un degré radiochromométrique donné, en opérant soit sur l'élément lui-même, soit sur l'un quelconque de ses composés; dans ce dernier cas, l'équivalent cherché se déduit, par la formule donnée plus haut, de l'équivalent mesuré pour ce composé, ceux des autres éléments composés étant connus.

La valeur obtenue assigne à l'élément une certaine place sur la courbe générale d'isotransparence des éléments, pour les rayons du degré employé, et, par suite, un certain poids atomique. Un moyen précieux de contrôle consiste à comparer cet élément à ceux dont il devrait être ainsi voisin, la comparaison portant soit sur la valeur même de l'équivalent, soit sur son radiochromisme, c'est-à-dire sur les variations de transparence qui accompagnent les variations du degré radiochromométrique du rayon.

Une première application de cette méthode a déjà été faite par l'un de nous ⁽¹⁾ à l'*indium*, pour lequel deux valeurs possibles du poids atomique, 73,6 et 113,4, s'offraient aux chimistes; les résultats furent absolument en faveur de la seconde valeur, à l'exclusion formelle de la première, et en conformité avec les propriétés chimiques les plus récemment étudiées.

Nous nous sommes proposé d'étudier les cas, bien plus discutables encore, du *thorium*, du *cérium* et du *glucinium*, où les diverses propriétés utilisées jusqu'ici pour la fixation des poids atomiques ne s'accordent pas toutes entre elles.

1° *Thorium*. — Ce métal se comporte en général comme élément tétravalent; néanmoins, dans l'unique degré d'oxydation qu'on lui connaît, il donne un signe de bivalence par l'isomorphisme de son silico-tungstate avec celui du calcium.

Or, selon qu'on admet pour valence normale 2 ou 4, son poids atomique doit être 116 ou 232, valeurs auxquelles correspondent, sur la courbe d'isotransparence pour rayons de degré 8B, les équivalents 1^{de},2 et 0^{de},7 et par suite, pour l'oxyde, les équivalents 1^{de},36 et 0^{de},80. Ces deux dernières doses furent donc comparées, radio-métriquement, à l'équivalent 20^{de},8 de l'aluminium; seule la valeur

¹⁾ L. BENOIST, *Méthode de détermination des poids atomiques fondée sur les lois de transparence pour les rayons X : poids atomique de l'indium* (Comptes Rendus, 25 mars 1901).

0^{dg},80 donna l'égalité. La transparence du thorium n'est donc compatible qu'avec le poids atomique 232. D'ailleurs, comme ce nombre situe le thorium un peu au delà du plomb ($P_a = 207,1$, $E = 0^{\text{dg}},80$), la comparaison radiométrique de ces deux métaux fut faite (par ThO^2 et PbO^2) ; elle confirma nettement la conclusion précédente.

2° *Cérium*. — Ce métal est trivalent dans les sels céreux, puisque le nitrate céreux cristallise en toutes proportions avec le nitrate de bismuth ; cependant, à l'état de silicotungstate céreux, il est isomorphe avec le calcium, et par suite bivalent. Ainsi la même loi d'isomorphisme peut faire déclarer le cérium trivalent ou bivalent, selon l'acide auquel il est uni.

Or, pour $\overset{\text{III}}{\text{Ce}}$, le poids atomique sera 92, autrefois adopté, et pour $\overset{\text{II}}{\text{Ce}}$, il sera 140,25, adopté aujourd'hui.

Avec 92, le cérium se place sur la courbe d'isotransparence assez près, mais un peu en avant de l'argent (107,9), et immédiatement à côté du zirconium (90,6) et du molybdène (96). Au contraire, avec 140,25, il se place près du baryum (137,4) et du lanthane (139).

Il fallait donc déterminer l'équivalent du cérium, le comparer à ceux des éléments dont il devait ainsi se rapprocher suivant l'hypothèse adoptée, et, comme contrôle, faire jouer le radiochromisme.

L'équivalent du cérium, déduit de ceux de l'oxyde cérique, de l'oxalate et de l'azotate céreux, a été trouvé : 1^{dg},45.

Or celui de l'argent est de 1^{dg},20.

Ceux du zirconium et du molybdène, déterminés à cette occasion (par ZrO^2 et MoO^3), ont été trouvés respectivement : 1^{dg},35 et 1^{dg},30.

Ceux du baryum (par l'oxalate, le carbonate, le fluorure et le chlorure) et du lanthane (par l'oxyde) ont donné 1^{dg},45 et 1^{dg},43.

Le rapprochement de ces résultats, dans le tableau suivant :

	Poids atomique	Équivalent
Zr	90,6	1 ^{dg} ,35
Mo	96	1 ,30
Ba	137	1 ,45
La	139	1 ,43
Ce	140,25	1 ,45

permet de conclure nettement, pour Ce, en faveur du poids atomique 140,25.

La mise en jeu du radiochromisme a confirmé cette conclusion. Car d'abord les quantités de Ag ($P_a = 107,9$), Sn ($P_a = 119$) et Ce (re-

présenté par CeO_2), équitransparentes pour degré $7^{\circ},5$ B, cessent nettement de l'être quand le degré s'élève à $9^{\circ},5$ B; on voit alors Ag et Sn rester égaux en devenant relativement plus transparents (même radiochroïsme); mais Ce devient au contraire relativement plus opaque. Donc le radiochroïsme du cérium diffère nettement de celui qui caractérise la région de l'argent.

Il fallait le comparer dès lors aux métaux qui précèdent ou suivent cette région. Rapprochant les quantités de Al, Zr, Ce et Ba ayant même transparence pour degré 7° B, et abaissant ensuite le degré à 5° B, nous avons vu Al et Zr, d'un côté, devenir relativement plus opaques, pendant que Ba et Ce, d'autre part, restaient égaux, mais devenaient relativement plus transparents.

Le radiochroïsme du cérium le place donc bien à côté du baryum et l'éloigne du zirconium ainsi que des éléments à poids atomique encore plus faible.

Le poids atomique 140,25 est donc bien le seul qui s'accorde avec l'ensemble des propriétés radiométriques du cérium.

3° *Glucinium*. — Le cas de ce métal est, au point de vue chimique, au moins aussi contradictoire que ceux du thorium et du cérium. Ressemblant à la fois au magnésium et à l'aluminium, il doit avoir pour poids atomique 9,1 ou 13,7 suivant qu'on le classe avec l'un ou l'autre de ces deux métaux.

Or la densité de vapeur de l'acétate, l'ébullioscopie du chlorure, l'absence d'alun de glucine sont favorables à la bivalence et au poids atomique 9,1 actuellement adopté.

Mais la structure du spectre, semblable à celui de l'aluminium (1), le dégagement de méthane dans la décomposition du carbure par l'eau, la forme et l'hydratation du silicotungstate, enfin les réactions analytiques sont favorables à la trivalence et au poids atomique 13,7.

Or le poids atomique 9,1 place le glucinium entre le lithium ($P_a = 7$, $E = 115^{de}$) et le carbone ($P_a = 12$, $E = 72^{de}$). On en déduit, d'après la courbe d'isotransparence, la valeur probable $90^{de},4$ pour l'équivalent du glucinium, et par suite $55^{de},1$ pour celui de la glucine.

Le poids atomique 13,7 place le glucinium entre le carbone ($P_a = 12$, $E = 72^{de}$) et l'azote ($P_a = 14$, $E = 51^{de},4$), d'où pour

(1) L. DE BOISBAUDRAN et DE GRAMONT, *C. R.*, t. CLIII, p. 318; 1911.

équivalent du glucinium la valeur probable $57^{\text{dg}},8$ et pour celui de la glucine $49^{\text{dg}},8$.

Le cas du glucinium métallique est donc, parmi ceux qu'on peut encore discuter ainsi, celui où la méthode peut donner la plus haute sensibilité, puisque, entre les deux valeurs possibles pour l'équivalent ($90^{\text{dg}},4$ et $57^{\text{dg}},8$), l'écart relatif est très considérable, soit près de 36 0/0.

N'ayant ni ne connaissant aucun échantillon notable de glucinium pur (1), nous avons dû nous contenter de recourir à la glucine, dont la sensibilité est bien moindre, puisque entre les deux valeurs possibles ($55^{\text{dg}},1$ et $49^{\text{dg}},8$), l'écart est à peine de 10 0/0.

Néanmoins nous avons obtenu des résultats très suffisamment nets en opérant sur un échantillon de glucine pure, dû à l'obligeance de M. Lebeau. Cette glucine, après calcination préalable, fut comparée aux équivalents respectifs de l'aluminium ($20^{\text{dg}},8$), du soufre ($41^{\text{dg}},3$), du charbon de sucre (72^{dg}), du lithium (415^{dg}) et de la lithine caustique ($59^{\text{dg}},5$); l'égalité de transparence fut réalisée d'une façon très exacte pour rayons de degré 7° à $7^{\circ},5$ B, avec $53^{\text{dg}},5$ de glucine, soit presque exactement la quantité prévue dans le cas où $G1 = 9,1$.

Faisant ensuite jouer le radiochroïsme, les rayons employés descendant à 5° B et $3^{\circ}, 6$ B, nous avons vu les équivalents de $G10$ et de $LiOH$ rester égaux, alors que les quantités primitivement équivalentes de charbon de sucre, d'eau et d'un mélange de charbon et d'eau devenaient relativement plus transparentes.

Le glucinium s'écarte donc nettement, par son radiochroïsme, du carbone et de l'oxygène, avec lesquels il devrait s'accorder s'il avait pour poids atomique 13,7; il se place au contraire tout à côté du lithium, conformément au poids atomique 9,1.

Cette dernière valeur est donc la seule qui soit compatible avec l'ensemble des propriétés radiométriques du glucinium.

En résumé, la méthode fondée sur les lois de transparence de la matière aux rayons X confirme donc par un ensemble de caractères bien concordants les valeurs de poids atomiques actuellement admises pour le thorium, le cérium et le glucinium, c'est-à-dire justement celles qui cadrent avec la classification périodique des éléments; ce qui confirme une fois de plus le caractère absolument intrinsèque et atomique de la propriété sur laquelle s'appuie cette méthode.

(1) Plusieurs dizaines de grammes seraient nécessaires.

Mais alors les contradictions d'ordre chimique que nous avons rappelées à propos de chacun des éléments considérés conduisent à reporter entièrement sur la question de valence les difficultés qu'elles soulèvent : par exemple le glucinium, malgré son poids atomique 9,1, n'en reste pas moins semblable tantôt au magnésium bivalent, tantôt à l'aluminium trivalent.

On a donc le droit de séparer la question de valence de celle de la valeur du poids atomique, la seconde pouvant être résolue sans que l'on ait à opter entre plusieurs valeurs de la première.

Quant à savoir comment un élément peut, sous un poids atomique invariable et un même état d'oxydation, manifester des valences différentes, suivant la nature de ses combinaisons, c'est une question ouverte dont la solution sera probablement fournie par le développement des hypothèses actuellement formulées sur la structure complexe de l'atome.

L'ÉVOLUTION PHOTOCHEMIE DES ÉLECTROLYTES (1);

Par M. MARCEL BOLL.

1. Méthode de mesure. — L'étude quantitative des phénomènes photochimiques est subordonnée à la réalisation d'une double condition :

1° Il est nécessaire d'employer un rayonnement parfaitement défini, à la fois comme puissance incidente \mathcal{P}_0 et comme fréquence ν ;

2° Puisque les quantités de matière produites sous l'influence des rayonnements usuels sont très minimes, il faut avoir à sa disposition une méthode de mesure extrêmement sensible, qui permette de suivre pas à pas les progrès de la réaction chimique.

On s'aperçoit rapidement que les méthodes habituelles de l'analyse chimique sont tout à fait impraticables et qu'il faut avoir recours à des méthodes physicochimiques, au premier rang desquelles il faut placer la mesure de la conductivité : on se borne alors à l'étude des réactions photochimiques, au sein des électrolytes.

(1) Voir pour plus de détails : *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 1912, 1913, 1914; *Annales de Physique*, 1914.

Pour que cette mesure de conductivité nous renseigne sur la masse formée, il faut opérer dans des conditions où la dissociation électrolytique de la solution soit suffisamment connue, par exemple en solutions extrêmement diluées (*au moins dix-millimoléculaires*). Et comme d'autre part il y aura avantage — pour augmenter l'action du rayonnement — à disposer le liquide en couches très minces, on conçoit que la résistance atteindra des valeurs considérables, de l'ordre du mégohm et plus : la méthode classique de Kohlrausch est alors tout à fait inapplicable.

Je me sers comme appareil de zéro d'un électromètre à quadrants du type Curie, modifié par Moulin, en plaçant côte à côte deux cuves semblables, de résistance R et R_2 (*fig. 1*), dans un même thermostat à huile de vaseline.

Chacune de ces cuves est disposée entre l'aiguille de l'électromètre et une des paires de quadrants.

Ces cuves contiennent primitivement la même solution ; et si l'on soumet l'une d'elles, R_2 par exemple, à l'influence d'un rayonnement, sa résistance varie par suite de la réaction chimique et on équilibre à chaque instant par une résistance additionnelle r . Un calcul immédiat montre qu'on a :

$$R_2 = R + r.$$

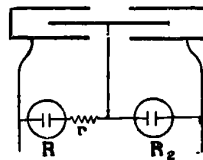


FIG. 1.

Cette méthode est parfaitement différentielle, puisqu'elle rend possible la comparaison de deux cas qui ne présentent aucune autre différence que celle relative au problème spécial que l'on veut étudier.

Après plusieurs tâtonnements, j'ai été conduit à employer des cuves dont la forme est représentée par la figure 2 ; le rayonnement pénètre par la surface libre ; CC' est un couvercle de quartz destiné à empêcher l'évaporation ; e, e' sont deux électrodes de platine et T, T' deux tubes remplis de mercure servant à amener le courant de

mesure : la distance ee' est d'environ 5 centimètres et la cuve contient habituellement 1 centimètre cube de solution dix-millimoléculaire.

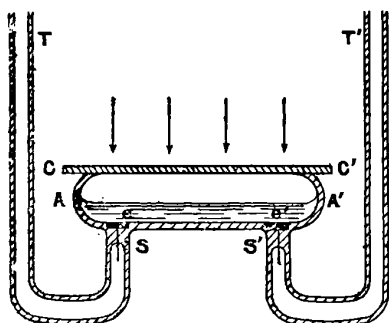


FIG. 2.

2. Sensibilité de la méthode électrométrique. — J'opérais habituellement sur 10^{-3} gramme environ de substance active ; d'autre part, la résistance variait le plus souvent de 500.000 ohms pendant la réaction *complète*. Et, comme l'expérience et la théorie m'ont montré qu'on pouvait *facilement* déceler à l'électromètre des variations de résistance de 50 ohms sur un total de 500.000 ohms, on peut ainsi reconnaître le $\frac{1}{100.000}$ de ce qui se passe dans 1 centimètre cube de solution dix-millimoléculaire, c'est-à-dire que la méthode est sensible à 10^{-10} gramme, soit au *dix-millionième* de milligramme.

D'ailleurs, une telle précision est rarement indispensable, et de plus, elle exige que les autres réglages — notamment celui de la température — soient faits en conséquence.

3. Montage optique. — La production d'une radiation monochromatique par filtration à travers des écrans absorbants doit être considérée comme un *pis aller*, et le seul procédé correct consiste à étaler le rayonnement complexe en spectre (*fig. 3*). Il s'agit de réaliser un rayonnement monochromatique aussi intense que possible et couvrant une surface aussi étendue que possible : il faudra donc employer une fente à la fois très longue et très large.

L'emploi d'une fente très large exige d'avoir à sa disposition une source de rayonnement émettant des raies très espacées : l'arc

au mercure en quartz convient parfaitement (arc Cooper-Hewitt, dit à 220 volts, fonctionnant généralement sous $80 \text{ volts} \times 4 \text{ ampères}$).

Les lois de l'optique géométrique interdisent de former une image rectiligne d'un objet trop long; si l'on se servait d'une fente droite, l'astigmatisme des lentilles de quartz L_1 et L_2 (fig. 3) et surtout des prismes de quartz P_1 et P_2 donnerait des raies spectrales courbes, d'un emploi peu commode. Je suis arrivé à éliminer très sensiblement cet inconvénient, en me servant d'une fente F courbée en sens inverse.

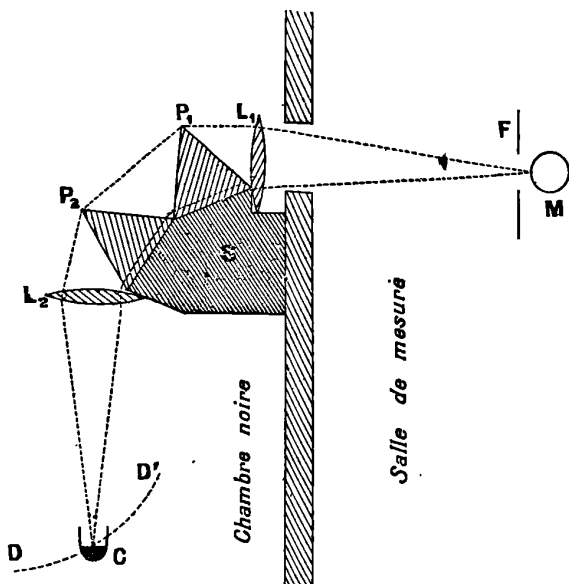


FIG. 3.

La figure 3 montre alors l'appareil dispersif; M est l'arc au mercure (horizontal et perpendiculaire au plan de la figure); DD' est la diacastique et C la cellule photochimique (fig. 2) vue en coupe, qu'on peut déplacer suivant DD'.

Les réglages se font par des écrans fluorescents. La puissance rayonnante \mathcal{Q}_0 se mesure en déplaçant dans la diacastique DD' une pile thermoélectrique de Rubens étalonnée au moyen d'une lampe Hefner: on obtient ainsi \mathcal{Q}_0 en unités absolues, c'est-à-dire en ergs.

4. Emploi des acides chloroplatiniques. — Parmi toutes les réac-

tions photochimiques que j'ai étudiées, je n'en ai pas trouvé de plus nette que la décomposition, déjà signalée par Kohlrausch (1900), des acides chloroplatiniques :

PtCl^6H^2	acide (hexa)chloroplatinique
$\text{PtCl}^5(\text{OH})\text{H}^2$	acide pentachloroplatinique
$\text{PtCl}^4(\text{OH})^2\text{H}^2$	acide tétrachloroplatinique
$\text{PtCl}^2(\text{OH})^4\text{H}^2$	acide dichloroplatinique
$\text{PtCl}(\text{OH})^5\text{H}^2$	acide monochloroplatinique

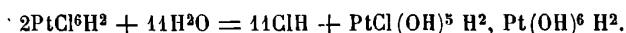
Cette réaction offre de nombreux avantages :

1° Pendant la réaction photochimique, le milieu reste constamment homogène, sans formation de gaz ni de précipité ;

2° Elle n'est pas influencée par la présence de l'air ;

3° Enfin les variations de conductivité sont énormes, par suite de la formation d'un nombre considérable d'ions H^+ , dont la mobilité est très grande.

Nous avons tout d'abord reconnu, Paul Job et moi, que cette réaction obéit aux lois ordinaires de la cinétique chimique, qu'elle est d'ordre 2 (bimoléculaire) très exactement et que — pour l'acide (hexa)chloroplatinique, par exemple — on peut la mettre sous la forme :



Les autres acides de la même série, et en particulier l'acide tétrachloroplatinique (dont l'évolution photochimique est très régulière), s'hydrolysent suivant des équations analogues.

5. Influence de la puissance rayonnante incidente sur la vitesse de réaction. — La première question qui se pose alors est de déterminer comment varie la vitesse de réaction v , c'est-à-dire la masse détruite par seconde, en fonction de la puissance rayonnante incidente \mathcal{P}_0 .

On a toujours admis que les deux grandeurs v et \mathcal{P}_0 variaient proportionnellement, sans soumettre la question à un examen suffisamment approfondi. Cette proportionnalité n'est d'ailleurs nullement évidente *a priori* dans le cas de réactions bimoléculaires.

Trois méthodes se présentent à l'esprit, qui permettraient de faire varier \mathcal{P}_0 :

1° Si l'on déplace le récepteur par rapport à la source de lumière, \mathcal{P}_0 varie comme l'inverse carré de la distance. Cette méthode, très simple en rayonnement total, paraît à peu près impraticable dans le cas d'une radiation monochromatique ;

2° On peut interposer des écrans opaques, par exemple sur la face d'entrée du prisme \mathcal{P}_4 (*fig. 3*) ;

3° Enfin on peut placer au-dessus de la cellule (*fig. 2*) une cuve parallélépipédique à fond de quartz, dans laquelle on verse une solution d'absorption connue par ailleurs.

Ces deux dernières méthodes m'ont montré, sans aucune ambiguïté, que, même dans le cas d'une réaction bimoléculaire, la vitesse de réaction v varie proportionnellement à \mathcal{P}_0 , et on peut résumer les deux résultats déjà indiqués par la formule :

$$(1) \quad v = k\pi\mathcal{P}_0c^2,$$

où c est la concentration moléculaire, π la masse moléculaire et k une constante.

6. Application à la mesure absolue d'un rayonnement ultraviolet. — La constante k ayant été déterminée, la relation (1) pourra servir de base à une mesure précise de la puissance \mathcal{P}_0 d'une radiation ultraviolette ; il y a là le principe d'un *actinomètre chimique*, dont les indications ne dépendent pas du tout de la réaction choisie et dont l'emploi peut s'étendre, grâce aux résultats rappelés au paragraphe 8, sur une grande région spectrale, depuis le jaune jusqu'à l'ultraviolet extrême.

Accessoirement, je me suis basé sur la relation (1) pour étudier l'émission \mathcal{P}_0 de l'arc au mercure en fonction des watts électriques dépensés W ; j'ai reconnu qu'on pouvait représenter \mathcal{P}_0 par une fonction parabolique de W , mais que cette fonction a une forme différente pour les diverses raies, tout au moins lorsque celles-ci ne font pas partie de la même série spectrale.

7. Influence de la puissance rayonnante absorbée sur la vitesse de réaction. — Dans la cuve parallélépipédique dont il a été question plus haut (§ 5, 3°) et qu'on pose au-dessus de la cellule photochimique (*fig. 2*), on peut en particulier verser une solution du même acide chloroplatinique : il suffit de déterminer en même temps la

résistance électrique des deux cuves; la conductivité de la cuve supérieure donne la masse formée et par suite la vitesse de réaction; la conductivité de la cellule inférieure fournit une mesure de la puissance absorbée pendant la réaction photochimique qui a eu lieu dans la cuve supérieure.

On n'a jamais fait de mesures précises sur l'absorption d'une substance qui réagit photochimiquement. Eh bien ! même dans ce cas, l'absorption totale obéit aux lois classiques de Lambert et Beer, qui donnent la puissance émergente \mathcal{P} en fonction de l'épaisseur traversée L et de la concentration moléculaire c :

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}_0 \exp(-\kappa Lc);$$

κ représente une constante : c'est la constante d'absorption moléculaire.

Ceci posé, un calcul élémentaire permet de compléter la formule (1) et d'obtenir la vitesse de réaction v en fonction de la puissance absorbée \mathcal{P}_a :

$$(2) \quad \mathcal{P}_a = \mathcal{P}_0 - \mathcal{P} = \mathcal{P}_0 [1 - \exp(-\kappa Lc)].$$

Le résultat est le suivant :

$$(3) \quad v = \frac{\sigma \mathcal{M}}{\kappa} c \mathcal{P}_a.$$

σ est une certaine constante qui définit la *susceptibilité photochimique* de la substance étudiée, pour la longueur d'onde considérée.

Je suis ainsi parvenu à ce résultat remarquable que, dans les réactions bimoléculaires, la vitesse de réaction est proportionnelle à la fois à la puissance absorbée \mathcal{P}_a et à la concentration c : il s'ensuit qu'aux très faibles concentrations, la vitesse v est très minime, quoique la puissance absorbée \mathcal{P}_a soit relativement considérable.

8. Influence de la fréquence sur la vitesse de réaction. — Tout comme la constante d'absorption moléculaire κ , la susceptibilité photochimique σ dépend essentiellement de la longueur d'onde λ ou mieux de la fréquence

$$v = \frac{3 \times 10^{10}}{\lambda}$$

du rayonnement incident.

Pour étudier l'influence de la fréquence, il suffit de déplacer la cellule C dans la diacaustique DD' (fig. 3) ; l'expérience montre alors que σ peut être représenté par une fonction exponentielle de ν , depuis le jaune jusqu'à l'extrême ultraviolet :

$$(4) \quad \sigma = \varphi \exp(\alpha\nu);$$

φ est une nouvelle constante tout à fait caractéristique de la substance étudiée et qu'on peut appeler sa *labilité photochimique* ; α est une autre constante.

On peut résumer les formules (2), (3) et (4) dans une même relation :

$$v = \frac{\varphi \mathfrak{N}}{x} \mathfrak{F}_0 \exp(\alpha\nu) c^{p-1} [1 - \exp(-xLc)],$$

qui donne la vitesse v au début d'une réaction chimique d'ordre p (ici $p = 2$) d'un corps défini par les constantes \mathfrak{N} , x , φ et α , en fonction de sa concentration moléculaire c et de l'épaisseur traversée L , sous l'influence d'un rayonnement de puissance incidente \mathfrak{F}_0 et de fréquence ν .

9. *L'équivalent photochimique d'Einstein.* — Le seul guide, qui jusqu'à présent a laissé entrevoir la possibilité d'une interprétation théorique des phénomènes photochimiques, est la loi dite de l'*équivalent photochimique* d'Einstein (1). En s'appuyant sur plusieurs faits et sur plusieurs hypothèses vraisemblables, Einstein montre que dans certaines conditions l'énergie absorbée ε par la décomposition d'une molécule n'est en aucune façon fonction du mécanisme absorbant ni de la nature de la réaction, mais qu'elle dépend *exclusivement* de la fréquence ν du rayonnement incident, suivant la relation :

$$\varepsilon = h\nu,$$

où $h = 6,5 \times 10^{-27}$ est la constante universelle de Planck.

L'hydrolyse photochimique des acides chloroplatiniques ne satisfait pas aux conditions imposées *a priori* par Einstein, et le quotient $\frac{h\nu}{\varepsilon}$, au lieu d'être égal à l'unité, varie à la fois avec la concentration et avec la fréquence. Mentionnons les efforts faits par Baly

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 227; 1913.

et surtout par Bodenstein pour rattacher l'ensemble des réactions photochimiques à la loi d'Einstein ; mais j'ai montré que la tentative de Bodenstein notamment était un peu prématurée.

10. **Idée du mécanisme de la réaction.** — Puisque la loi de l'équivalent photochimique ne s'applique pas, les molécules de la substance sensible ne sont pas en équilibre thermodynamique avec la radiation. Mais quel est alors le rôle de la lumière dans ces réactions ?

Le calcul montre que, par suite de l'absorption lumineuse, les molécules d'acide chloroplatinique captent une nouvelle quantité d'énergie, qui augmente sensiblement leur énergie interne primitive ; ces molécules parviennent à un état particulier, à partir duquel elles deviennent très aptes à réagir ; elles constituent, comme on dit en Allemagne, des *noyaux* de réaction.

Il est possible que, même à l'obscurité, il existe déjà quelques rares noyaux. Mais c'est sous l'influence des rayonnements ultraviolets qu'un nombre notable de molécules passent à l'état de noyaux ; et il est tout naturel d'admettre que la probabilité que possède chaque molécule de subir cette transformation varie, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnellement à la puissance rayonnante \mathcal{P}_0 qu'elle reçoit ; le nombre des noyaux est donc proportionnel à $\mathcal{P}_0 c$.

Si la réaction résultait uniquement du choc de deux noyaux, la vitesse de réaction v serait proportionnelle au carré du nombre des noyaux, c'est-à-dire à $\mathcal{P}_0^2 c^2$, ce qui n'est pas [formule (1)].

Il faut donc admettre qu'un choc pourra être chimiquement efficace, même s'il a lieu entre une molécule ordinaire et un noyau. Si les rayonnements, que nous savons réaliser, n'ont pour effet de transformer qu'une très faible proportion de molécules, les chocs entre noyaux seront extrêmement rares, et on conçoit par suite comment la vitesse de réaction v sera à la fois proportionnelle à \mathcal{P}_0 et à c^2 . Tout porte à croire que, dans les cas étudiés, la lumière a pour seule action de faire subir aux molécules cette transformation (qu'il n'est guère possible de préciser pour l'instant), et qu'ensuite la réaction se poursuit suivant les hasards des rencontres, c'est-à-dire en obéissant aux lois habituelles de la cinétique chimique.

INTERPRÉTATION MÉCANIQUE DE LA LOI DE GRAVITATION;

PAR M. A. SÉLIGMANN-LUI.

I. — REPRÉSENTATION DE L'ÉNERGIE DE GRAVITÉ PAR UNE INTÉGRALE.

1° *Problème de la gravitation.* — La loi de Newton exprime-t-elle une propriété primordiale, irréductible, de la matière, ou peut-elle se ramener à des principes plus généraux? La formule de l'attraction, malgré sa simplicité, renferme un coefficient, la masse, emprunté à un phénomène d'un autre ordre. La masse est le coefficient spécifique de chaque corps, dans la relation entre la force appliquée au corps et l'accélération correspondante. Or on retrouve ce coefficient dans un phénomène tout différent, l'attraction exercée par un corps sur tous les autres. Il est impossible d'attribuer cette coïncidence au hasard; elle est l'indice d'un lien caché entre les deux phénomènes, attraction et accélération. Il faut donc renoncer à voir, dans la gravité, une action élémentaire, s'exerçant à toute distance; on est conduit à en chercher l'explication par l'action des milieux interposés entre les corps. On doit supposer qu'il s'agit de très faibles modifications des milieux interposés; car la simplicité de la loi de gravitation ne peut résulter que de formules élémentaires simples; et l'on imagine difficilement que les déformations d'un milieu puissent être représentées par des formules simples, à moins que la petitesse des variations ne permette de réduire les fonctions aux premiers termes de leur développement en série.

2° *Conditions générales d'équilibre des systèmes en mouvement permanent.* — Pour l'interprétation de la loi de Newton, nous serons guidés par les résultats précédemment obtenus pour une loi de forme analogue, la loi de Coulomb. Nous renvoyons à une précédente étude sur les « Bases d'une théorie mécanique de l'électricité (1) », et nous aurons à utiliser quelques propositions énoncées dans cette étude. Rappelons les hypothèses qui continueront à servir de base à notre théorie.

(1) *Bases d'une théorie mécanique de l'électricité* (*Annales des Mines*, mai et juin 1906, et tirage à part chez Dunod et Pinat); article résumé au *Journal de Physique*, août 1906.

Les développements et démonstrations qui n'ont pu trouver place au présent article seront publiés dans les *Annales des Mines*.

On supposera les corps constitués par des points matériels en mouvement permanent, sans dimensions, doués de masses, exerçant entre eux, à petite distance, des attractions de loi inconnue. Cette hypothèse ne fait aucune distinction entre matière et éther; si nous sommes amenés, par la suite, à admettre l'existence d'un éther distinct de la matière pesante, nous n'y verrons cependant qu'un assemblage de points matériels pouvant se distinguer par leur masse ou par la force qu'ils exercent sur les points voisins.

Nous nous appuyerons sur un postulat précédemment formulé pour interpréter le second principe de la thermodynamique (1) :

POSTULAT. — Soit un système en mouvement permanent. Si l'état d'équilibre vient à cesser par suite d'une modification infiniment petite, le système tendra à prendre un état d'équilibre nouveau. Ce déplacement se fera dans le sens des forces agissantes, qui produiront un travail positif, de sorte que l'énergie cinétique du système ira toujours en croissant.

De ce postulat on déduit les conditions générales d'équilibre d'un système en mouvement permanent. Soit U l'énergie totale, V l'énergie cinétique, P l'énergie potentielle d'un corps. La condition d'équilibre de température, dans un corps à température uniforme T , s'exprime par la condition :

$$\frac{dU}{dV} = MT,$$

où dU et dV sont les variations virtuelles de U et V pour chaque particule du corps, M un coefficient positif indépendant de la nature du corps. La condition générale d'équilibre est :

$$\Sigma (dU - MTdV) = 0.$$

Cette condition se réduit à $\Sigma (dU) = 0$ dans le cas particulier où les variations virtuelles considérées ne modifient pas l'énergie cinétique; et réciproquement, quand on constate un état d'équilibre indépendant de la température, on peut en conclure que le phénomène considéré ne fait pas varier l'énergie cinétique du système. Dans ce cas, l'énergie potentielle du système étant seule variable, l'équilibre stable sera obtenu quand l'énergie totale sera minima; sans quoi

(1) *Annales des Mines*, août 1902 : Note sur une interprétation mécanique des principes de la thermodynamique.

l'énergie, rendue disponible par une diminution d'énergie potentielle, permettrait toute transformation donnant un accroissement d'énergie cinétique et conduisant à un nouvel état plus stable.

3° *Condition de minimum pour la stabilité de l'équilibre.* — Tel est le cas pour le phénomène de la gravité. Dans un système de corps soumis aux attractions de la gravité et à des forces résistantes, l'état d'équilibre est indépendant de la température. L'énergie due à la gravité est donc exclusivement potentielle, et l'état stable doit correspondre à un minimum d'énergie. Dans un système de corps pesants, de masses $m_1, \dots, m_2, \dots, m_k, \dots, m_l, \dots$, situés à des distances $r_1, r_2, r_3, \dots, r_k, r_l, \dots$, la valeur de l'énergie est connue, à une constante d'intégration près; elle est exprimée par la formule :

$$- \sum \left(\frac{m_k m_l}{k r_l} \right).$$

Pour interpréter le phénomène de la gravitation, il nous faut chercher comment la déformation des milieux interposés entre les corps pesants, donne au système une énergie additionnelle, représentée, à une constante près, par :

$$- \sum \left(\frac{m_k m_l}{k r_l} \right).$$

Il est évident que ce problème admet une infinité de solutions, selon les hypothèses qu'on pourra varier arbitrairement. Mais toutes ces solutions ne seront pas également satisfaisantes; il est nécessaire que le résultat obtenu représente un minimum parmi toutes les valeurs possibles. En d'autres termes, le système doit être soumis à certaines liaisons, déterminant incomplètement la valeur de l'énergie; la détermination complète sera donnée par la condition de stabilité, c'est-à-dire par la condition du minimum d'énergie.

L'interprétation mécanique de la gravité doit donc consister à chercher des conditions de liaison telles que le minimum d'énergie compatible avec ces liaisons soit représenté par la formule expérimentale

$$- \sum \left(\frac{m_k m_l}{k r_l} \right).$$

Si telle est la valeur de l'énergie, les forces d'attraction s'en déduiront par l'application du principe du travail virtuel; on retombera sur la loi de Newton.

4° *Forme de l'énergie élémentaire.* — Cette formule de l'énergie doit être la valeur d'une intégrale; car, dans l'hypothèse de la déformation des milieux, l'énergie totale doit être la somme d'énergies élémentaires ayant leur siège dans chaque particule du milieu interposé entre les corps pesants. Si $E d\tau$ est l'énergie d'un élément de volume $d\tau$, on aura, à une constante près :

$$- \sum \left(\frac{m_k m_l}{r_{kl}} \right) = \int E d\tau.$$

Cette valeur n'étant pas altérée par la présence de corps voisins, il paraît certain que l'intégrale doit être étendue à tout l'espace.

E doit être une fonction homogène des coordonnées, du degré -4 , où entreront symétriquement les distances r_k, r_l , du point de l'espace aux points de masse m_k, m_l ; ce sera une somme de termes de la forme $m_k m_l \varphi(r_k, r_l)$.

Cette forme présente une analogie évidente avec les termes des doubles produits, dans le développement du carré d'une somme $\Sigma [m_k f(r_k)]$. Nous admettrons donc que la fonction E est de la forme KA^2 , ou $K(A^2 + B^2 + C^2)$.

Les fonctions A, B, C doivent être linéaires en m , et du degré -2 par rapport aux coordonnées; de sorte que A peut représenter une quantité scalaire $\Sigma \left(\frac{m}{r^2} \right)$, ou bien A, B, C peuvent représenter les projections d'un vecteur :

$$\sum \frac{m(x-x_1)}{r^3}, \quad \sum \frac{m(y-y_1)}{r^3}, \quad \sum \frac{m(z-z_1)}{r^3}.$$

5° *Coefficient négatif du terme carré, dans la formule de l'énergie.* — *Terme linéaire dans le développement.* — Les mêmes conclusions s'étaient présentées en électricité; mais nous touchons ici à la différence capitale entre les données expérimentales de l'électrostatique et de la gravité; l'énergie électrostatique, comme l'énergie de gravité, est représentée par $K \sum \left(\frac{mm'}{r} \right)$; mais, en électricité, le coefficient K est positif, tandis qu'il est négatif pour la gravité, et il en résulte des conclusions toutes différentes pour la forme de la fonction représentant l'énergie élémentaire.

Un terme carré, avec coefficient positif, est le premier terme du

développement d'une fonction voisine d'un minimum, qu'elle atteint pour la valeur zéro de la variable. Au contraire, si le premier terme du développement était un carré avec coefficient négatif, la valeur zéro de la variable correspondrait à un maximum. Or il est indispensable d'admettre que les variables A, B, C sont voisines de zéro pour que le développement en série puisse être limité aux premiers termes; il faut qu'on reste au voisinage d'un minimum pour la stabilité.

Le terme carré, avec coefficient négatif, ne peut donc pas être le premier terme du développement de E; il faut admettre qu'il existe un terme linéaire, essentiellement positif. Dans l'intégrale $\int E d\tau$, étendue à tout l'espace, ce terme linéaire de la forme $\Sigma [m_k f(r_k)]$ donnera une intégrale $\Sigma [m_k f \int (r_k) d\tau]$, dont la valeur sera indépendante de la position relative des masses m_k, m_l ; elle ne variera pas quand les masses se déplaceront. Or nous ne mesurons l'énergie de gravité que par ses variations, dans le déplacement relatif des points pesants; le terme linéaire n'apparaîtra donc pas dans la formule expérimentale de la gravité. Cependant il sera prépondérant dans la valeur de l'énergie, puisqu'on doit supposer les fonctions A, B, C très petites. Dans la recherche du minimum de stabilité, on pourra négliger le terme carré de E, et réduire E à son terme linéaire, pour former l'intégrale $\int E d\tau$, à rendre minima.

6° *L'énergie élémentaire dépend d'une quantité scalaire, et l'équation de condition ne peut renfermer qu'un vecteur.* — La forme linéaire de cette intégrale minima exclut la possibilité de représenter E en fonction d'un vecteur (A, B, C); car ce vecteur changerait de signe avec le sens, et l'intégrale serait nulle. Il faut donc que l'énergie élémentaire dépende d'une quantité scalaire A, et se présente sous la forme :

$$E = hA + KA^2 + \dots$$

L'énergie totale est :

$$\int E d\tau = \int d\tau (hA + KA^2 + \dots).$$

L'intégrale $\int hA d\tau$ devra être essentiellement positive, et sa va-

leur minima déterminera l'état d'équilibre du système. Cet état se trouvant ainsi déterminé, on devra pouvoir identifier l'intégrale

$$\int KA^2 d\tau \text{ avec } - \sum \left(\frac{m_k m_l}{kr_l} \right).$$

A étant une quantité scalaire, linéaire en m , du degré -2 en r , ne peut avoir qu'une seule forme :

$$A = \sum \left(\frac{m_1}{r_1^2} + \frac{m_2}{r_2^2} + \dots + \frac{m_k}{r_k^2} + \dots \right).$$

Le problème se ramène donc à chercher des conditions de liaison telles que cette dernière valeur représente le premier terme du développement de l'énergie élémentaire, et que l'intégrale $\int A d\tau$ soit un minimum parmi toutes celles qui satisfont aux liaisons.

Or, si l'on cherche une équation de condition, symétrique, linéaire en m et du degré -2 en r , on ne trouve qu'une équation entre les trois projections d'un vecteur :

$$\int \left(\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} \right) d\tau = \text{constante.}$$

Il faut donc que la quantité scalaire,

$$A = \sum \left(\frac{m}{r^2} \right),$$

soit déterminée par des conditions de liaison où entre un vecteur α, β, γ). Cette condition mathématique limite singulièrement le champ des recherches, et c'est ce qui nous permet d'arrêter notre choix sur les liaisons qui, sous une forme exactement semblable, déterminent le minimum du viriel, dans un milieu où des pressions s'exercent autour de points centraux.

II. — RECHERCHE DU VIRIEL MINIMUM, DANS UN MILIEU
RENFERMANT DES CENTRES DE PRESSION.

7° *Hypothèse des petites sphères et des pressions au contact.* — Soit un milieu indéfini, où sont plongées des particules très petites, supposées sphériques, avec des pressions uniformes, invariables,

appliquées entre les particules et le milieu enveloppant, sur toute la surface des petites sphères. Les pressions sur les sphères étant données, les équations générales de la statique ne suffisent pas à déterminer la distribution des pressions dans tout le milieu.

Parmi une infinité de distributions possibles, proposons-nous de chercher celle qui donne la valeur minima au viriel dû aux pressions exercées dans toute l'étendue du milieu.

Pour résoudre ce problème, nous exprimerons les conditions d'équilibre statique sous une forme un peu différente des formules usuelles.

Soient, en chaque point du milieu, P, Q, R les trois pressions principales rectangulaires, qui sont normales au plan sur lequel elles sont appliquées. Traçons, dans tout l'espace, des surfaces normales aux pressions P, et appelons r_{PQ} , r_{PR} le rayon de courbure de la section d'une de ces surfaces par le plan (PQ) ou (PR). Sur les lignes tracées tangentiellement aux pressions P, convenons d'un sens positif, et comptons positivement les rayons de courbure, situés du côté positif par rapport aux surfaces. Désignons par P un vecteur, de projections P_x , P_y , P_z , ayant même grandeur et même direction que la pression principale P, et même sens que la force appliquée sur la face positive de la surface. Les conditions d'équilibre statique seront :

$$\frac{dP_x}{dx} + \frac{dP_y}{dy} + \frac{dP_z}{dz} = \frac{Q}{r_{PQ}} + \frac{R}{r_{PR}}$$

et les deux équations similaires en Q et R.

Le viriel est la somme $\Sigma (Xx + Yy + Zz)$; le viriel, dû aux pressions appliquées à un élément de volume $d\tau$, a pour valeur $(P + Q + R) d\tau$.

8° *Recherche du viriel minimum.* — Le problème posé consiste donc à chercher la distribution des pressions P, Q, R qui donne la valeur minima à l'intégrale

$$\int (P + Q + R) d\tau.$$

Pour que ce problème ait une solution, il faut que les pressions P, Q, R soient soumises à certaines conditions restrictives; sans quoi les pressions pourraient prendre des valeurs négatives,

croissant, en valeur absolue, au delà de toute limite, et il n'y aurait plus de minimum. Nous nous proposons de chercher les conditions telles que le viriel minimum soit atteint pour la distribution suivante :

Soit P la pression uniforme exercée sur une petite sphère de centre M ; posons :

$$\int_{\text{surf. sphère}} P_0 d\omega = 4\pi m.$$

Considérons une distribution de pressions où les Q et les R sont nuls et où les pressions P sont, en chaque point de l'espace, dirigées vers le point M et égales à $\frac{m}{r^2}$. — C'est ce que nous appelons la distribution rayonnante autour du centre M.

Faisons la même construction pour toutes les petites sphères de centres M_1, M_2, \dots, M_k , et superposons les distributions rayonnantes autour de chaque centre.

Nous nous bornerons ici, pour abrégé, à chercher la condition du viriel minimum, dans le cas d'une seule sphère. Dans ce cas particulier, la distribution rayonnante dans la valeur minima du viriel, pourvu que les pressions soient essentiellement positives.

Il suffira de démontrer que $\int P d\tau$ est minimum, puisque les termes supplémentaires $\int (Q + R) d\tau$, essentiellement positifs, s'annulent dans la distribution considérée. Supposons une distribution voisine, où les vecteurs (P_x, P_y, P_z) sont remplacés par des vecteurs $(P_x + \alpha, P_y + \beta, P_z + \gamma)$.

La pression P deviendra :

$$\begin{aligned} & \sqrt{(P_x + \alpha)^2 + (P_y + \beta)^2 + (P_z + \gamma)^2} \\ &= P \left(1 + \frac{2(\alpha P_x + \beta P_y + \gamma P_z) + \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2}{P^2} \right)^{\frac{1}{2}} \\ & P \left[1 + \frac{\alpha P_x + \beta P_y + \gamma P_z}{P^2} + \frac{1}{2} \frac{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2}{P^2} \right]. \end{aligned}$$

Pour que l'intégrale du viriel se soit accrue par l'addition des composantes α, β, γ , il suffit de vérifier que l'intégrale

$$\int d\tau \frac{\alpha P_x + \beta P_y + \gamma P_z}{P}$$

est positive.

En remplaçant par leur valeur P, P_x, P_y, P_z , cette intégrale s'écrit :

$$\iiint dx dy dz \left(\alpha \frac{dr}{dx} + \beta \frac{dr}{dy} + \gamma \frac{dr}{dz} \right).$$

On a, en intégrant par parties :

$$\iint dy dz \int_1^2 dx \alpha \frac{dr}{dx} = \iint dy dz \left[(\alpha r)_2 - (\alpha r)_1 - \int_1^2 r \frac{d\alpha}{dx} dx \right].$$

Ajoutons les quantités similaires en β, γ , et étendons l'intégration à l'espace compris entre deux sphères de rayons r_1, r_2 , avec l'origine pour centre. Le long de la sphère de rayon r_2 , l'intégrale de surface :

$$\iint dy dz (\alpha r)_2 = r_2 \iiint_0^2 \frac{d\alpha}{dx} d\tau,$$

l'intégrale de volume étant prise à l'intérieur de la sphère de rayon r_2 . L'expression transformée devient :

$$\begin{aligned} r_2 \iiint_0^2 \left(\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} \right) d\tau - r_1 \iiint_0^1 \left(\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} \right) d\tau \\ - \iiint_1^2 r \left(\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} \right) d\tau \\ = \iiint_0^1 (r_2 - r_1) \left(\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} \right) d\tau + \iiint_1^2 (r_2 - r) \left(\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} \right) d\tau. \end{aligned}$$

Dans ces deux dernières intégrales, les facteurs $(r_2 - r_1), (r_2 - r)$, sont toujours positifs. Or nous allons montrer que l'autre facteur, $\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz}$, est essentiellement positif.

En effet, dans la distribution symétrique autour de M, les surfaces normales à P sont sphériques ; dans une distribution très voisine, ces surfaces sont plus ou moins déformées, mais elles restent concaves vers le centre de la sphère ; les rayons de courbure $r_{P_1}^0, r_{P_2}^0$

restent positifs. Comme Q et R sont toujours positifs, $\frac{Q}{r^2 \rho_Q} + \frac{R}{r^2 \rho_R}$ reste positif. Or on a :

$$\frac{d(P_x + \alpha)}{dx} + \frac{d(P_y + \beta)}{dy} + \frac{d(P_z + \gamma)}{dz} = \frac{Q}{r^2 \rho_Q} + \frac{R}{r^2 \rho_R}.$$

On a d'ailleurs identiquement :

$$\frac{dP_x}{dx} + \frac{dP_y}{dy} + \frac{dP_z}{dz} = 0.$$

Il reste :

$$\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} > 0.$$

La distribution de pressions, symétrique autour de la petite sphère, donne donc au viriel une valeur minima.

Si l'on passe au cas de plusieurs sphères, on trouve que la condition des pressions positives ne suffit pas. Pour que la valeur du viriel en chaque point $\Sigma \left(\frac{m_1}{r_1^2} + \frac{m_2}{r_2^2} + \dots + \frac{m_k}{r_k^2} + \dots \right)$ corresponde au minimum de l'intégrale $\int (P + Q + R) d\tau$, il faut la condition générale suivante, dont la condition des pressions n'est qu'un cas particulier, pour un centre unique.

Si P_n désigne la composante d'une pression principale, normale à une sphère de très grand rayon, l'intégrale $\int P_n d\omega$, prise tout le long de la surface de cette sphère, doit avoir une valeur constante, $\Sigma(4\pi m)$. Il y a donc un flux de pressions entrant des petites sphères dans le milieu enveloppant et en sortant à l'infini.

En général, les pressions n'ont pas un sens déterminé, des petites sphères vers le milieu; la condition où entre un flux de pressions exige qu'elles prennent un sens et, par conséquent, que le phénomène des pressions soit lié à un autre phénomène, déterminant le sens du flux de pressions.

Moyennant cette condition, le minimum de viriel correspond à la valeur, en chaque point, $\Sigma \left(\frac{m}{r^2} \right)$.

(A suivre.)

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLV^{III}, n^{os} 13 à 18; 1914.

A. KORN. — Sur le problème des sphères pulsantes et la théorie de la gravitation,
P. 932-934.

Théorie mathématique.

P. CAUNVEL. — Nouveau dispositif de miroirs
pour phares et autres projecteurs de lumière. — P. 934-936.

Miroirs à échelons annulaires paraboliques ayant même foyer et combinés avec un miroir sphérique. Le miroir est en verre argenté ou doré par pulvérisation cathodique.

P. VAILLANT. — Sur la loi de Tate et la variation de la grandeur des gouttes avec la vitesse de la chute. — P. 936-938.

Le poids des gouttes varie en fonction de la vitesse de chute suivant une loi assez compliquée; la courbe représentative du phénomène présente en effet des discontinuités s'expliquant par les variations de la ligne de raccordement avec la forme de la goutte, cette dernière dépendant elle-même de la vitesse de formation de la goutte.

L. DÉCOMBE. — Sur la chaleur de Joule considérée comme chaleur de Siemens.
P. 938-941.

Théorie mathématique.

M. DE BROGLIE et F.-A. LINDEMANN. — Sur un nouveau procédé permettant d'obtenir très rapidement les spectres des rayons de Röntgen. — P. 944.

On fait tomber un faisceau de rayons sur une lame de mica enroulée sur un cylindre. Si c'est un cylindre circulaire, on a un spectre en quelques minutes; si la base du cylindre est une spirale logarithmique, on obtient par réflexion une source *étendue* de radiation monochromatique.

P. SALET et MILLOCHAU. — Sur le spectre de la chromosphère. — P. 1000.

L'effet Stark ⁽¹⁾ dans la chromosphère est très faible.

M. MOULIN. — Sur les courbes terminales des spiraux ;
influence des termes du second ordre. — P. 1014-1017.

Théorie mathématique ; essai de réalisation expérimentale.

H. BOURGET, Ch. FABRY et H. BUISSON. — Sur le poids atomique du nébulium
et la température de la nébuleuse d'Orion. — P. 1017-1019.

Les limites d'interférence de la raie 4340 de l'hydrogène donnent
15.000° pour maximum à la température de la nébuleuse d'Orion. La
raie double 3726-3729, attribuée à un gaz inconnu (le nébulium),
donne pour poids atomique de ce dernier la valeur 3.

M. DRECQ. — Sur la détermination des pouvoirs émissifs dans l'infra-rouge.
P. 1019-1021.

Indications sur la construction d'un élément thermoélectrique
Bi-Ag et d'un corps noir en platine mince atteignant instantanément
sa température de régime.

JEAN BIELECKI et V. HENRI. — Contribution à l'étude de la tautomérie. Étude
quantitative de l'absorption des rayons ultra-violetés par les dicétones de la
série grasse. — P. 1022-1025.

G. GOUY. — Sur le pouvoir absorbant de l'arc voltaïque
pour ses propres radiations. — P. 1057-1060.

On mesure, suivant la technique déjà employée par l'auteur ⁽²⁾, le
rapport K dans lequel s'accroît l'éclat des raies du spectre d'émission
d'un arc quand un deuxième arc identique au premier rayonne
à travers celui-ci. Le pouvoir absorbant de la flamme est 2-K pour
la raie en expérience. Pour les fonds continus et les raies faibles,

⁽¹⁾ Ce volume, p. 34.

⁽²⁾ *Ann. Chim. Phys.*, XVIII (1879).

$K = 2$, la transparence est complète. Pour les raies de Ca et de Sr, K n'est pas inférieur à $4/3$, on n'a donc jamais l'opacité complète.

L. DUNOYER et R.-W. WOOD. — Photométrie de la résonance superficielle de la vapeur de sodium sous l'excitation de la raie D. Finesse des raies de résonance. — P. 1068-1071.

Rectification à la note précédente. — P. 1265-1267.

On compare les intensités de la résonance superficielle (ce volume, p. 17) et d'une couche parfaitement blanche de magnésium éclairée par la flamme provoquant la résonance. Leur rapport varie en sens inverse de la concentration. Un calcul, rectifié dans la deuxième note, et supposant essentiellement que les résonateurs réémettent toute la lumière qu'ils reçoivent — ce qui a été vérifié expérimentalement, — a montré que la largeur des raies de résonance est, pour les flammes les moins riches en sodium, de l'ordre de 0,03 Å, trois fois plus grande que celle de la raie rouge du Cd.

F. EHRENHAFT. — Sur les quantités minima d'électricité et l'existence de quantités (quanta) plus petites que la charge d'un électron. — P. 1074-1073.

En opposant à la pesanteur d'une petite boule de mercure de masse M et chargée d'une quantité d'électricité q un champ électrique E , la charge est donnée par :

$$q = \frac{Mg}{E}.$$

L'auteur a trouvé que la charge se présente en quanta, mais que le minimum est inférieur à la charge de l'électron.

ALBERT PERRIER et H. KAMERLINGH ONNES. — Sur l'aimantation des mélanges liquides d'oxygène et d'azote et l'influence des distances mutuelles des molécules sur le paramagnétisme. — P. 941-944.

Sur l'interprétation des propriétés magnétiques des mélanges d'oxygène et d'azote. — P. 1074-1076.

Quand la teneur en oxygène du mélange O-N tend vers zéro, le coefficient d'aimantation de l'oxygène tend vers les valeurs qui satisfont précisément à la proportionnalité à l'inverse de la température

absolue, les écarts observés aux fortes teneurs provenant du rapprochement des molécules.

En admettant que les actions moléculaires se réduisent à un champ démagnétisant, on trouve que la variation de la densité de l'oxygène avec la température ne fait que modifier son aimantation spécifique sans faire varier sa constante de Curie.

Enfin le champ moléculaire (différent de celui de Weiss, *C. R.*, CLVII, p. 1405) varie comme la densité.

MAURICE HAMY et MILLOCHAU. — Effets des variations de voltage sur l'intensité des radiations d'arc obtenues avec un dispositif alimenté par du courant alternatif. — P. 1085-1086.

La durée du temps de pose T nécessaire pour obtenir une impression constante dans un spectrographe du type décrit (*C. R.*, CLV, p. 631), avec un arc alimenté par une source de voltage efficace V , est de la forme :

$$T = kV^{-2},$$

k étant une constante dépendant de l'appareil; V a varié de 75 à 125 volts.

O. LEHMANN. — Sur les effets de succion observés dans les cristaux liquides en voie de bourgeonnement (formes myéliniques). -- P. 1100-1103.

Les cristaux liquides en voie de bourgeonnement sont le siège, à leur intérieur, d'une dépression provenant de la dilatation des couches externes et pouvant provoquer des effets de succion; cette dilatation tient soit à des effets d'actions moléculaires, soit à l'affinité chimique des substances pour les molécules d'eau en voie de diffusion. Description d'une technique pour observer ces effets de succion.

M. MOULIN. — Influence de la raquette sur le développement concentrique des spiraux des chronomètres. — P. 1111-1114.

JEAN BIELECKI et VICTOR HENRI. — Calcul du spectre d'absorption d'un corps d'après sa constitution chimique. — P. 1114-1117.

Exemple de la phorone.

E. CORNEC et G. URBAIN. — Application de la cryoscopie à la détermination des sels doubles en solution aqueuse. — P. 1118-1121.

On mélange x centimètres cubes d'une solution d'un corps A à $(100 - x)$ centimètres cubes d'une solution équimoléculaire d'un corps B; on détermine l'abaissement cryoscopique C du mélange; la courbe (x, C) fournit par ses points anguleux non seulement les composés formés par des réactions complètes, mais encore ceux qui se trouvent en équilibre avec leurs constituants.

Exemples d'un halogénure alcalin avec un halogénure de cadmium.

H. DESLANDRES. — Sur la recherche expérimentale d'un champ électrique solaire. P. 1137-1142.

L'effet Stark peut jouer un grand rôle dans le Soleil; il convient d'attendre toutefois le résultat de recherches de laboratoire.

FRED WALLERANT. — Sur la mobilité des molécules dans un cristal solide. P. 1143.

Un cristal comprimé peut, grâce à la mobilité des molécules, changer d'orientation brusquement, de sorte que l'on pourrait croire à une transformation polymorphique, alors que l'on a une simple recristallisation.

Expérience sur NO^3K ; application au camphre, qui ne serait que trimorphe.

LOUIS ROY. — Sur le mouvement à trois dimensions des milieux visqueux indéfinis. P. 1158-1160.

Théorie mathématique.

LÉON et EUGÈNE BLOCH. — Sur un nouveau spectre d'absorption de l'oxygène dans l'ultra-violet extrême. — P. 1161-1164.

Les raies élargies que l'on observe vers 1900 U. A. dans les spectres d'étincelles de Bi, Al, Cd, Sn, Tl et l'arc paraissent être des portions de spectres continus séparées par le spectre de bandes

de l'oxygène. Ces bandes se représentent très bien par la formule de Deslandres :

$$\frac{1}{\lambda} = A - Bm^2.$$

Expérience montrant que l'on n'a pas affaire à un spectre de fluorescence.

THADÉE PECZALSKY. — L'échelle différentielle des températures. — P. 1164-1166.

Indication d'une relation exponentielle remplaçant le zéro thermodynamique par $-\infty$. Énoncé de quelques avantages de cette échelle.

ANDRÉ LÉAUTÉ. — Au sujet de la propagation des surtensions sur une ligne électrique hétérogène. — P. 1166-1168.

Calcul montrant que les surtensions ne peuvent pas être multipliées considérablement dans les lignes hétérogènes.

JEAN PERRIN. — Compressibilité osmotique des émulsions considérées comme des fluides à molécules visibles. — P. 1168-1171.

R. COSTANTIN. — Étude expérimentale de la compressibilité osmotique des solutions. — P. 1171-1173.

Théorie montrant que la façon dont varie la pression osmotique des émulsions en fonction de la concentration des granules peut se déduire d'une mesure de la distribution d'équilibre pour une colonne verticale. On obtient expérimentalement une courbe se représentant par la formule de Van der Waals :

$$\left(\frac{a}{V^3} + P\right) V = RT \left(1 + \frac{b}{V}\right).$$

A partir d'une certaine concentration, on trouve pour a une valeur négative, ce qui peut s'expliquer par une électrisation en volume ⁽¹⁾ des granules.

(1) Goux, *J. de Phys. et C. R.*, 1910.

HENRI CHRÉTIEN. — Sur un astrolabe à miroirs. — P. 1147.

RENÉ BAILLAUD. — Sur un astrolabe photographique. — P. 1249-1252.

F. CHARRON. — Dispositif hydrodynamique pour l'amplification et l'enregistrement des signaux radiotélégraphiques. — P. 1267-1269.

Un écouteur téléphonique est muni d'une petite ouverture placée juste en face d'une flamme sensible ⁽¹⁾ reliée à un pavillon. On peut ainsi, soit amplifier un son, soit enregistrer par un manomètre approprié.

H. BOURGES, H. BUISSON et CH. FABRY. — Mesures interférentielles de vitesses radiales et de longueurs d'onde dans la nébuleuse d'Orion. — P. 1269-1271.

Les méthodes interférentielles donnent :

1° Pour la vitesse radiale moyenne par rapport au Soleil :
+ 13^{km},8;

2° Pour les longueurs d'onde des raies du nébulium : 3726,100 et 3728,838 U. A. à $\frac{1}{100}$ de U. A.

B. FESSENKOPF. — Sur la loi de réflexion de la lumière par les substances mates. — P. 1271-1273.

Calculs approximativement vérifiés par les observations d'Angström.

J. MINGUIN et R. BLOC. — Influence des solvants sur l'activité optique des éthers camphoriques. — P. 1273-1276.

Étude des solutions alcooliques, benzéniques et toluéniques : les deux derniers solvants exaltent le pouvoir rotatoire des séries ortho sans toucher à celui des séries allo; l'alcool n'influe sensiblement pas.

A. FOSH.

(1) GOVI, ce recueil, 1873; BOUTY, *ibid.*, 1895-1896.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XXVI, octobre et novembre 1913, et t. XXVII, avril 1914.

J.-A. GRAY. — La dispersion et l'absorption des rayons γ du radium.
T. XVI, 1913, p. 611.

L'auteur continue les recherches de Kleeman, Madsen et Florance sur les rayons γ secondaires. Il étudie les rayons produits lorsqu'un pinceau de rayons γ frappe différents corps (fer, carbone, plomb). Il détermine leur intensité dans différentes directions et leur absorption par des épaisseurs de plomb croissantes.

Quand les rayons γ sont dispersés, il se produit un changement de qualité ; les rayons dispersés sont d'autant moins pénétrants que l'angle de dispersion (angle de leur direction avec celle des rayons primaires) est plus grand. Le changement est progressif et faible lorsque l'angle de dispersion est faible lui-même.

On peut donner la même explication dans le cas de la dispersion des rayons X et des rayons γ .

La quantité et la qualité de la radiation secondaire sont approximativement indépendantes de la nature du radiateur.

Plus les rayons γ sont mous, plus le pour 100 de rayons secondaires dispersés par l'unité de masse est grand.

La discussion des expériences d'absorption montre comment une loi exponentielle signifie hétérogénéité des rayons. Dans le cas des rayons X, la dispersion est en général si faible devant l'absorption qu'une loi exponentielle signifie alors probablement homogénéité.

NORMAN CAMPBELL. — Note sur la vitesse des rayons δ . — P. 775.

Dans une étude antérieure, on a tenté d'expliquer par la théorie de J.-J. Thomson la distribution des vitesses observées avec les rayons donnés par les métaux.

Cette théorie indiquait que la distribution devait être indépendante de la nature des rayons primaires, mais donnait un nombre trop faible pour les rayons très lents.

Un travail récent de Bumstead a levé cette difficulté en montrant que les rayons δ lents sont libérés non par les rayons primaires, mais par les rayons δ rapides dus à ceux-ci.

Néanmoins, il semble inutile pour l'instant d'entrer dans toutes les complications auxquelles on est entraîné si l'on veut faire entrer en ligne de compte toutes les causes entrant en jeu et dont quelques-unes correspondent à des hypothèses non encore complètement contrôlées par l'expérience.

Rien cependant de ce que nous savons actuellement n'est incompatible avec la théorie donnée par Sir J.-J. Thomson.

R. FRIC.

Louis-V. KING. — Sur le gradient de la radiation pénétrante provenant de la terre. — T. XVI, 1913, p. 604.

Eve a montré que si la radiation pénétrante est due aux rayons γ émis par les constituants radioactifs du sol son intensité doit décroître rapidement avec la hauteur. L'auteur a déjà, dans un travail antérieur, exprimé analytiquement son gradient. L'étude actuelle a pour but d'en établir l'expression numérique en introduisant les valeurs des divers coefficients qui y entrent.

Il donne les tables et courbes obtenues ainsi, indiquant la valeur du gradient de potentiel pour des hauteurs déterminées au-dessus et au-dessous de la surface du sol.

Il examine les difficultés que l'on rencontre dans la mesure expérimentale, provenant principalement du dépôt de produits radioactifs sur les édifices où les mesures ont été faites ; les mesures en ballon ne sont pas exemptes de cette cause d'erreur. Un ballon peut posséder une charge électrique notable par rapport à l'atmosphère, et si cette charge est négative, elle attirera sur lui le dépôt des produits de désintégration du radium.

Les expériences faites par Dieckman en 1911, lors de deux voyages à bord d'un Zeppelin, ont montré que le potentiel du ballon peut différer de plusieurs milliers de volts de celui de l'air ambiant et ne s'égaliser que lentement.

On pourrait expliquer ainsi les observations de Hess qui constate d'abord une diminution de l'ionisation suivie d'une augmentation pouvant correspondre à l'accumulation graduelle de dépôts actifs.

L'auteur termine en indiquant, d'après une étude de Chauveau, les conditions à remplir pour obtenir une mesure correcte du gradient.

A. LOCKHART FLETCHER. — Sur une méthode de détermination du radium dans les substances radioactives. — P. 674.

L'auteur décrit un four électrique de petites dimensions pour l'analyse des minerais et des substances radioactives.

Un crayon de charbon est chauffé par le passage d'un courant de 10 ampères par millimètre carré de section dans un espace clos fermé à sa partie supérieure par une lame de quartz.

On place un fragment pesé du minéral ou du sel à étudier dans une petite cavité ménagée dans le crayon de charbon. Ce dernier est porté en 10 à 30 secondes à une température de 2 000 à 3 000°. Un petit ballon de caoutchouc de 100 centimètres cubes reçoit les gaz chassés par la dilatation et l'acide carbonique formé. L'appareil est relié à l'électroscope où le vide a été fait par un tube renfermant CaCl_2 , chaux sodée, P^2O^5 , coton de verre, et par un capillaire.

L'auteur donne sous forme de table les résultats obtenus avec divers minerais radioactifs.

Il étudie ensuite le dégagement d'émanation en fonction de la température dans le cas de l'uraninite.

La vitesse de dégagement est faible jusque vers 750°, température au delà de laquelle elle croît très rapidement. Ces résultats confirment ceux de Boltwood pour la samarskite et l'uraninite.

Le dégagement est total au rouge.

Dans le cas du four précédemment décrit et pour les petites quantités employées, le dégagement est instantané.

SIR J.-J. THOMSON. — Sur la structure de l'atome. — P. 792.

Un grand nombre de propriétés de l'atome, effets photoélectriques, relation entre la dureté des rayons de Röntgen et l'énergie des rayons cathodiques qui leur donnent naissance, nature de la radiation caractéristique de Röntgen émise par l'atome et probablement nature des radiations visibles elles-mêmes, renferment dans leur expression la relation $w = hn$ entre l'énergie communiquée à certains corpuscules atomiques et la fréquence n de la lumière qui la fournit, h étant la constante de Planck.

Ce fait est en général interprété comme indiquant une structure moléculaire de l'énergie radiante. L'auteur a proposé de l'expliquer

sans faire d'hypothèses sur la nature de celle-ci, en supposant par exemple que le mécanisme qui dans l'atome la transforme en énergie cinétique nécessite la rupture préalable de certaines liaisons. La relation de Planck trouverait aussi son origine dans les propriétés de l'atome plutôt que dans une structure de l'énergie elle-même.

Il décrit donc un atome tel que la transformation de l'énergie radiante en énergie cinétique se produise suivant la loi de Planck.

Il fait tout d'abord remarquer que les forces électriques n'ont pas à suivre forcément à l'intérieur de l'atome les lois électrostatiques ordinaires qui expriment la moyenne des actions exercées par un très grand nombre de charges, il suffit que les lois admises donnent des moyennes en accord avec elles à l'extérieur de l'atome.

Il suppose alors que les forces agissant sur un corpuscule à l'intérieur de l'atome sont les suivantes :

1° Une force radiale répulsive, variant comme l'inverse du cube de la distance au centre et agissant dans tout l'atome $\left(\frac{C}{r^3}\right)$;

2° Une force radiale attractive variant comme l'inverse du carré de la distance au centre et localisée dans un nombre limité de tubes radiaux $\left(\frac{A}{r^2}\right)$.

Si un corpuscule se trouve à l'intérieur de l'un de ces tubes de force, il est nécessaire d'effectuer un certain travail pour l'en faire sortir, travail qui peut se mettre sous la forme $\frac{Ae}{r} = \frac{Ce}{\alpha^2}$, la valeur de C étant donnée par l'équation :

$$\pi \sqrt{Cem} = h,$$

où h est la constante de Planck.

L'auteur établit ainsi la loi générale des phénomènes photoélectriques. L'énergie cinétique que possède un corpuscule au moment de son émission est proportionnelle à la fréquence de la lumière incidente.

Le corpuscule peut aussi, dans certains cas, voir sa vitesse radiale diminuée, tandis que sa vitesse tangentielle augmente. Si l'énergie en jeu n'est pas suffisante pour le faire sortir du tube de force à l'intérieur duquel il se trouve, il vibrera et l'on aura de la lumière diffusée sans qu'il y ait absorption.

Si l'énergie est suffisante pour le faire sortir de son tube, il y a au contraire absorption et celle-ci se fait par multiples de hn .

Il calcule également dans cette hypothèse le temps pendant lequel un corpuscule cathodique pénétrant à l'intérieur d'un tel atome possède son accélération maxima. Ce temps, multiplié par 2π , donne la période de vibration des rayons de Röntgen ainsi produits et par suite la fréquence n , l'expression :

$$\frac{mV^2}{2} = hn$$

reliant ainsi la fréquence des rayons de Röntgen à l'énergie cinétique des particules cathodiques qui leur donnent naissance (V étant la vitesse du corpuscule lorsqu'il rencontre l'atome).

On calcule de même l'énergie de la radiation de Röntgen, qui est trouvée proportionnelle à :

$$\frac{3\pi}{16} \frac{mV^4}{\sqrt{Cem}}$$

On retrouve aussi les résultats de Whiddington, qui a établi que l'énergie de la radiation de Röntgen était proportionnelle à la 4^e puissance de la vitesse des rayons cathodiques générateurs.

R. FRIE.

J.-W. NICHOLSON. — Les spectres de fréquence élevée des éléments et la structure de l'atome. — P 511-564.

L'auteur fait un examen critique de l'hypothèse de van den Broek et de la théorie de Bohr sur la constitution de l'atome, en même temps que de l'application qu'en a faite Moseley aux spectres des rayons X.

1^o L'hypothèse de van den Broek consiste à admettre que la place d'un élément dans la classification périodique est déterminée non pas proprement par son poids atomique, mais par le nombre d'électrons auquel correspond la charge électrique du noyau positif de l'atome. D'autre part, dans la théorie de Bohr, un atome est constitué, à l'image du système de Saturne, par des anneaux d'électrons concentriques tournant autour d'un noyau positif. En particulier un atome de lithium serait formé d'un anneau intérieur contenant deux élec-

trons et d'un anneau extérieur contenant un seul électron caractéristique de la monovalence du lithium, tournant tous les deux dans un même plan autour d'un noyau dont la charge positive est égale à trois fois la charge négative e d'un électron.

L'auteur montre que la configuration adoptée par Bohr pour le lithium, pour le bore ou le glucinium (beryllium) ne correspond pas à un état d'équilibre stable, soit qu'on s'en tienne à la dynamique ordinaire, soit qu'on s'en écarte dans la même mesure que Bohr. Il est nécessaire de supposer, pour assurer la stabilité de l'équilibre, que les électrons sont réunis sur un seul anneau ou bien que les anneaux sur lesquels ils se trouvent sont non pas dans un même plan, mais sur des plans parallèles. Or si d'une part on réunit les électrons sur un seul anneau, on ne peut faire accorder la valence des éléments déduite des principes de la théorie de Bohr avec celle qui résulte des expériences. Si d'autre part on suppose que les électrons se trouvent sur des anneaux parallèles, il faut, si l'on veut trouver pour les éléments la valence donnée par l'expérience, attribuer à l'atome un nombre d'électrons plus grand que celui qui correspond à leur place dans la classification périodique actuelle, ce qui conduit à modifier l'hypothèse de van den Broek.

2° Moseley a trouvé que les fréquences des rayons X caractéristiques des éléments sont proportionnelles aux carrés des nombres entiers. Il a interprété ce fait d'après la théorie de Bohr et a indiqué que les fréquences trouvées ν pouvaient être représentées par la formule déduite de la théorie de Bohr :

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} (N - \sigma_n) \left(\frac{1}{\tau_1^2} - \frac{1}{\tau_2^2} \right),$$

où h est la constante de Planck, e et m la charge et la masse d'un électron, N le nombre des électrons dans l'atome et n le nombre de ceux qui se trouvent sur l'anneau intéressé dans le phénomène de l'émission, σ_n représentant l'action mutuelle de ces n électrons, τ_1 et τ_2 des nombres entiers, qui sont ici 1 et 2.

L'auteur fait remarquer que la formule exacte est :

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \cdot n (N - \sigma_n) \left(\frac{1}{\tau_1^2} - \frac{1}{\tau_2^2} \right),$$

qui contient en facteur le nombre n , omis par Moseley.

On ne retrouve plus alors la concordance indiquée par Moseley entre les mesures et la théorie de Bohr.

H.-G. MOSELEY.— Les spectres de fréquences élevées des éléments : 2^e partie.
P. 703-713.

L'auteur a étendu à un plus grand nombre d'éléments l'étude des spectres de rayons X de la série K dont il a déjà été rendu compte (1). Ses résultats s'étendent actuellement à tous les éléments de la classification périodique depuis l'aluminium jusqu'à l'or. Il a de plus étudié d'après la même méthode les spectres de la série L des éléments de la classification périodique depuis le zirconium jusqu'à l'or.

1^o Les spectres de la série K sont formés de deux raies α et β , α étant la plus intense et celle qui a la plus grande longueur d'onde. Les spectres de la série L se composent de cinq raies principales désignées suivant l'ordre des longueurs d'onde décroissantes par les lettres α , β , γ , δ , ϵ . En outre la raie α est précédée du côté des plus grandes longueurs d'onde par une raie faible α_1 et quelques autres raies très faibles ; les éléments des terres rares donnent une raie faible φ entre β et γ .

Les longueurs d'onde de ces raies sont en décroissance dans chacune des deux séries quand on considère des éléments de rang plus élevé. Ainsi, dans la série K, on a pour l'aluminium $\alpha = 8,364$ et $\beta = 7,912$ A. U., et pour l'argent $\alpha = 0,560$ A. U. ; dans la série L, pour l'argent $\alpha = 4,170$ A. U. et pour l'or $\alpha = 4,287$, $\beta = 4,092$, $\gamma = 4,078$ A. U.

Si l'on désigne par ν_0 la fréquence fondamentale de Rydberg, les fréquences ν de la raie α dans les séries K et L sont données par les formules :

$$N - 1 = \sqrt{\frac{\nu}{\frac{3}{4} \nu_0}} \quad (\text{série K}),$$

$$N - 7,4 = \sqrt{\frac{\nu}{\frac{5}{36} \nu_0}} \quad (\text{série L}),$$

où N est un nombre entier qui représente le rang de l'élément dans

1) Voir ce vol. p. 232-241.

la classification périodique. L'accord devient un peu moins bon, surtout dans la série L, quand on avance vers les éléments de rang élevé.

Il résulte de là que les fréquences des raies α dans ces deux séries et pour tous les éléments étudiés peuvent être représentées par les formules suivantes :

$$\nu = \nu_0 (N - b) \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \quad (b = 1) \text{ (série K),}$$

$$\nu = \nu_0 (N - b') \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) \quad (b' = 7,4) \text{ (série L),}$$

analogues aux formules des séries spectrales ordinaires.

2° Les nombres atomiques N sont de 13 pour l'aluminium et de 79 pour l'or. Leur ordre est le même que celui des poids atomiques, sauf quand celui-ci ne correspond pas aux propriétés chimiques de l'élément, comme dans les cas de l'argon, du tellure et du cobalt. D'après cette loi de succession, il existe dans la série des corps étudiés trois lacunes correspondant chacune à un élément supposé et encore inconnu. Il y a une place entre le molybdène et le ruthénium qui correspond à $N = 43$, une autre entre le néodyme et le samarium pour $N = 61$, une troisième entre le tungstène et l'osmium pour $N = 75$.

HORACE H. POOLE. — Sur l'activité de l'émanation du radium récemment formée. — P. 714-718.

L'auteur a trouvé que l'activité de l'émanation du radium est la même quelques secondes après sa formation que plusieurs minutes après.

N. BOHR. — L'effet des champs électriques et magnétiques sur les raies spectrales. — P. 506-524.

L'auteur cherche à expliquer d'après la théorie des quanta de Planck et le modèle d'atome introduit par Rutherford : 1° la production des séries spectrales et particulièrement celle de l'hydrogène; 2° l'action du champ électrique sur les raies découvertes par Stark; 3° le phénomène de Zeeman et les particularités relevées par Paschen et Back sur les changements magnétiques des raies doubles.

1° *Explication des séries spectrales.* — On sait que, dans un spectre en séries, les fréquences des raies peuvent être exprimées par la formule :

$$\nu = f_r(n_1) - f_s(n_2),$$

où n_1 et n_2 sont des nombres entiers et f_r, f_s des fonctions de n de la forme $f_r(n) = \frac{K}{n^2} \varphi_r(n)$, K étant une constante universelle et φ une fonction qui tend vers l'unité pour les grandes valeurs de n .

Bohr explique ce fait en admettant que l'émission des radiations se fait par quanta $h\nu$, h étant la constante de Planck, et que chaque raie du spectre est émise quand un certain système élémentaire passe d'un état dans lequel l'énergie est caractérisée par la quantité $hf_r(n_1)$ à un autre état défini par la valeur de l'énergie égale à une constante près à $hf_s(n_2)$. Le système élémentaire considéré n'est autre que l'atome, constitué, d'après Rutherford, par un noyau d'électricité positive entouré d'électrons tournant dans des orbites voisines et dont le nombre dans l'atome neutre est égal au numéro d'ordre de l'élément dans la classification périodique. Dans le cas de l'hydrogène, on aura affaire à un seul électron tournant autour d'un noyau positif de charge égale. A chaque valeur de l'énergie A qu'il faudrait donner au système pour rejeter l'électron à une distance infinie du noyau, correspond une valeur de la fréquence de révolution de l'électron autour du noyau et un état stationnaire du système. Quand celui-ci passe de l'état stationnaire $n + 1$ à l'état stationnaire n , le système émet une radiation homogène dont la fréquence est égale à :

$$\nu = \frac{1}{h} (A_{n+1} - A_n).$$

Dans la région des grandes longueurs d'onde, la fréquence ν est précisément égale à la fréquence de révolution ω_n de l'électron dans l'état stationnaire n .

L'auteur arrive ainsi à représenter les séries de Balmer et de Ritz de l'hydrogène par la formule :

$$\nu = \frac{2\pi^2 e^4 M}{h^3 (M + m)} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right) \quad \begin{array}{ll} n_2 = 2 & n_1 = 3, 4, \dots \text{ Série de Balmer.} \\ n_2 = 3 & n_1 = 4, 5, \dots \text{ Série de Ritz.} \end{array}$$

où e et m sont la charge et la masse de l'électron, M la masse du noyau. Il est très remarquable que les autres séries trouvées par

Pickering dans les spectres des étoiles et par Fowler dans des tubes de Geissler contenant de l'hydrogène et de l'hélium et attribuées généralement à l'hydrogène, devraient, d'après Bohr, être attribuées à l'hélium.

2° *L'action du champ électrique.* — L'auteur explique l'action du champ électrique sur les raies spectrales en admettant que le champ ne modifie pas le mécanisme du passage entre deux états stationnaires, mais seulement les états stationnaires eux-mêmes. Dans le cas de l'hydrogène, si on suppose pour simplifier les calculs que la masse du noyau est infinie par rapport à celle de l'électron et si l'on désigne par E le champ électrique extérieur, l'ensemble des raies données par les séries de l'hydrogène sous l'influence du champ électrique sera donné par la formule :

$$\nu = \frac{1}{h} (An_2 - An_1) = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \left(1 + E \frac{3h^4}{16\pi^4 e^2 m^2} n_1^2 n_2^3 \right).$$

On aura à la place de chaque raie de l'hydrogène deux composantes vibrant parallèlement au champ et séparées par un intervalle

$$\Delta\nu = \frac{3}{4\pi^2} \frac{h}{em} E (n_2^2 - n_1^2).$$

On trouve ainsi pour E correspondant à 13 000 volts par centimètre $\Delta\nu = 4,77$ angströms pour H et 6,65 A. U. pour H γ . Les valeurs obtenues par Stark sont respectivement 3,6 et 5,2 A. U.

Dans le cas de l'hélium, le phénomène de Stark, très grand pour la série secondaire, est très petit pour la série principale et la deuxième série secondaire. L'auteur pense que, pour ces dernières séries, l'action perturbatrice des électrons les uns sur les autres, caractérisée d'après lui par la différence entre la fonction $\varphi_r(n)$ et l'unité, est plus notable que pour la première série secondaire, et que cette action a pour effet d'amoindrir l'influence du champ électrique extérieur.

3° *Action du champ magnétique.* — L'action du champ magnétique serait caractérisée par une modification du mécanisme suivant lequel les électrons passent d'un état stationnaire à un autre.

Dans le cas de l'hydrogène, chacune des raies donne un *triplet normal* dont les composantes latérales sont séparées par l'inter-

valle :

$$\tau = \frac{1}{4\pi} \frac{l}{em} \cdot H,$$

où e représente la vitesse de la lumière et H le champ magnétique. L'ensemble des composantes vibrant perpendiculairement au champ est donné par la formule :

$$v = \tau = \frac{1}{h} (A_{n+1} - A_n).$$

Dans les cas où l'on a affaire à des raies doubles, il faut supposer plusieurs séries d'état stationnaires.

F. CROZE.

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XLIII, n° 3 et 4 ; 1914.

G. QUINCKE. — Portée, déviation et interférence des rayons électriques réfractés.
P. 337-392.

Réfraction, réflexion et interférence des rayons électriques. — P. 393-410.

Cloisonnement écumeux produit électriquement dans la matière. — P. 411-460.

(Suite de : Figures électriques sur les corps isolants. Rayons électriques transmis, réfléchis, secondaires et rétrogrades. — T. XXXII, p. 91-147, 889-940 ; 1910.)

Ces cinq mémoires contiennent la description de nombreuses expériences, dont l'allure générale est la suivante :

Un plateau de zinc relié au sol porte une galette isolante sur laquelle on pose un corps conducteur (radiateur), qui reçoit d'abord une charge électrique, puis est enlevé. En saupoudrant ensuite le diélectrique avec le mélange connu de minium et de fleur de soufre, on obtient des figures que l'auteur appelle rayons électriques, positifs ou négatifs, suivant que le radiateur a été chargé positivement ou négativement.

Si l'on répète l'expérience après avoir fixé sur la galette isolante ou à proximité des substances diélectriques ou conductrices de formes diverses, telles que lames, prismes, lentilles, miroirs concaves, on observe des apparences que l'auteur décrit comme rayons électriques transmis, réfléchis, réfractés, secondaires et rétrogrades (ces derniers correspondant à un rayonnement qui, après réflexion, se propagerait en sens inverse du rayon réfléchi).

J. de Phys., 5^e série, t. IV. (Juillet 1914.)

39

Résultats variables avec la substance de la galette isolante, la substance et la forme du radiateur et des obstacles interposés, ainsi qu'avec la manière dont la charge est communiquée au radiateur. Dans quelques expériences, ne différant que par la substance du radiateur, les déviations des rayons électriques réfractés sont sensiblement proportionnelles aux nombres entiers 1, 2, 3, 4, 5. Résultat analogue pour les distances focales de lentilles.

Le dernier mémoire tend à établir un rapport étroit entre ces phénomènes et ceux où intervient la tension superficielle de fluides visqueux en voie de solidification (formation des précipités chimiques, etc.). On y trouve aussi la description d'expériences similaires faites sur les tubes à vide, et de certains autres faits que l'auteur interprète au moyen de considérations analogues.

Nombreux dessins et planches photographiques.

CH. FORTIN.

G. WIETZEL. — Pouvoir thermoélectrique des métaux aux basses températures. — P. 605-622.

Mesure des forces thermoélectriques d'un grand nombre de couples métalliques, une des soudures étant maintenue dans la glace fondante, l'autre étant à des températures comprises entre 20° et 273° absolus. Un dispositif spécial permet de maintenir la température de la soudure froide constante à 1/100 de degré près.

Les résultats sont rapportés au plomb. Ils permettent de calculer la valeur des pouvoirs thermoélectriques $\frac{dE}{dT}$ pour les couples métal-plomb. On sait que l'expérience justifie l'application aux phénomènes thermoélectriques du principe de Carnot. En leur appliquant aussi la relation de Nernst :

$$\lim_{T=0} (S_2 - S_1) = 0,$$

on doit avoir la relation :

$$\lim_{T=0} \frac{dE}{dT} = 0.$$

Les courbes représentant la variation de $\frac{dE}{dT}$ montrent vers 20° ab-

solus une décroissance rapide de $\frac{dE}{dT}$ avec la température. On observe cependant un accroissement important de $\frac{dE}{dT}$ à cette même température avec certains couples dont le pouvoir thermoélectrique est faible aux températures ordinaires, par exemple avec le couple or-plomb. Ce qui s'explique facilement en remarquant que $\frac{dE}{dT_{AB}}$ est la différence de deux termes $\frac{dE}{dT_A} - \frac{dE}{dT_B}$ qui peuvent tendre séparément vers zéro.

K. Onnes a d'ailleurs constaté sur le couple argent-or une croissance rapide de $\frac{dE}{dT}$ jusqu'à la température d'ébullition de l'hélium, puis une chute jusqu'à des valeurs très faibles, quand on arrive aux plus basses températures réalisées.

L'auteur fait remarquer que les formules employées pour représenter la variation des f. é. m. aux températures ordinaires ne sauraient rendre compte des phénomènes observés aux basses températures.

M. SOURY.

C.-W. OSEEN. — Sur la possibilité de vibrations non amorties d'après la théorie de Maxwell-Lorentz et sur la théorie du rayonnement de Planck. — P. 639-651.

Dans sa deuxième théorie du rayonnement, Planck ⁽¹⁾ admet que l'énergie est absorbée de façon continue, et il fait appel à l'hypothèse d'électrons non amortis auxquels il applique les lois de l'électromagnétisme. Des expériences faites par E. Marx et K. Lichteneker ⁽²⁾ sur l'effet photoélectrique produit par une illumination de très courte durée, il résulte d'autre part que si l'électron était amorti par émission de rayonnement, une quantité d'énergie égale à environ $\frac{1}{200.000}$ quantum suffirait en moyenne pour libérer un électron.

Il est donc intéressant de savoir si l'hypothèse des vibrations non amorties est compatible avec les bases de la théorie des électrons.

⁽¹⁾ *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 752; 1914.

⁽²⁾ *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 749; 1914.

Le résultat est le suivant : il n'existe aucune contradiction entre cette hypothèse et les équations de Maxwell-Lorentz ou l'hypothèse de Lorentz que les champs magnétique et électrique peuvent être représentés par des potentiels retardés. Par contre, la théorie du rayonnement de Planck soulève une difficulté au point de vue de la loi de Kirchhoff.

RENÉ WURMSER.

P. LUDEWIG. — Les conditions électriques pour le passage du spectre de l'arc au spectre d'étincelle. — P. 652.

Réponse à la note de La Rosa (1). Les critiques de ce dernier seraient dues à ce qu'il n'a eu connaissance que d'une partie du travail de l'auteur.

J. ZENNECK. — La période d'établissement des oscillations dans l'arc chantant. — P. 481-524.

Après avoir indiqué comment on pourrait prédéterminer en partant de la caractéristique statique la loi d'établissement des oscillations produites par un arc, l'auteur montre que si, en réalité, les propriétés de cette caractéristique ne sont plus applicables lorsque des oscillations prennent naissance, on peut la remplacer par une nouvelle courbe qu'il appelle la caractéristique équivalente de la caractéristique dynamique. En prenant pour équation de cette courbe une expression de la forme

$$V = a' + b' \left[1 - b'_1 \frac{I}{\alpha} + b'_2 \left(\frac{I}{\alpha} \right)^2 - b'_3 \left(\frac{I}{\alpha} \right)^3 + b'_4 \left(\frac{I}{\alpha} \right)^4 \right],$$

V' étant la différence de potentiel aux bornes de l'arc et I l'intensité du courant alternatif qui le traverse; a' , b' , ... étant des constantes caractéristiques de l'arc; $\alpha = c + I_g$, c étant une constante positive et I_g l'intensité du courant continu, on a, appelant I_0 la valeur maximum du courant dans chaque oscillation :

$$\frac{I_0}{\alpha} = \frac{\frac{A}{\alpha} e^{\frac{\tan \vartheta' - R}{2L} t}}{\sqrt{1 + q' \left(\frac{A}{\alpha} \right)^2 \left(1 - e^{\frac{\tan \vartheta' - R}{2L} t} \right)}}, \quad \text{avec} \quad q' = \frac{3}{4} \frac{b' b_0}{\alpha \tan \vartheta' - R}.$$

(1) *Ann. d. Phys.*, t. XLII, p. 1589-1591 (1914).

A étant l'amplitude initiale et $\operatorname{tg} \vartheta' = \frac{dV}{dI}$ pour $I = 0$. On voit que, pour que des oscillations puissent prendre naissance, il est nécessaire que l'on ait :

$$\operatorname{tang} \vartheta' > R.$$

C'est la condition de Duddell, mais rapportée à la caractéristique équivalente.

Cette relation n'est vraie que tant que I_0 est assez petit pour qu'on n'ait que des oscillations de première espèce.

L'auteur donne des relevés faits au tube de Braun de période d'établissement d'oscillations et termine en montrant pourquoi, lorsqu'on est arrivé à la production d'oscillations de seconde espèce, on peut augmenter la résistance du circuit oscillant et la rendre plus grande que $\operatorname{tang} \vartheta'$ sans que les oscillations cessent.

R. JOUAUST.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. LXXXIII; 1913.

HOENEN. — L'abaissement du point de congélation des dissolvants qui réagissent.
P. 513-545.

Ce travail fait suite à un autre (1) dans lequel des équations générales ont été établies pour l'équilibre entre substances réagissantes. Le résultat théorique important est que, en général, le point de congélation du sel dissolvant n'est abaissé, par la présence d'un sel dissous, que grâce aux ions non communs avec ceux du dissolvant; l'ion commun, s'il existe, est sans action. En général, la dissociation du sel dissous n'est que partielle; c'est seulement quand le dissolvant est faiblement dissocié que le sel dissous peut l'être complètement en solution étendue. Ce résultat peut s'étendre à un dissolvant de complication quelconque. Enfin, cette loi peut se généraliser pour l'abaissement d'un point commun à $n + 1$ phases dans un système de n composantes.

Une seconde partie est réservée aux vérifications expérimentales, qui sont très bonnes; les dissolvants sont des sels alcalins.

1) *Z. f. ph. Ch.*, t. LXXXII, p. 695.

NERNST. — Le diagramme d'équilibre des deux modifications du soufre.
P. 546-550.

Réponse à des critiques de Kruyt qui sont injustifiées.

WREWSKY. — La composition et la tension de la vapeur des mélanges
liquides binaires. — P. 551-586.

Ce second travail commence par une étude expérimentale complète de la vaporisation des mélanges d'eau et de divers alcools et, à partir des résultats, on cherche une relation entre la variation de composition des phases, d'une part, et les phénomènes calorifiques accompagnant la vaporisation, de l'autre.

La théorie de Kirchhoff conduit à une forme théorique de cette relation, d'où il résulte que, dans tous les cas où l'on chauffe à volume constant, la variation de composition des phases est complètement déterminée par le rapport des quantités de chaleur nécessaires à la vaporisation des composants séparés. En somme, tous les faits connus justifient cette loi qualitative que, quand on élève la température d'un mélange liquide, on augmente dans la vapeur la proportion du composant qui absorbe le plus de chaleur en se vaporisant. Cette loi n'est d'ailleurs qu'un cas particulier du principe du moindre travail. Appliqué à tout processus réversible, cet énoncé se généralise comme il suit :

Dans tous les cas où il y a équilibre entre des phases de compositions variables, une absorption de chaleur à volume constant entraîne pour la phase qui se forme une augmentation de la concentration du composant dont la chaleur de transformation est la plus grande.

Une dernière partie du travail donne des résultats incertains.

KANDIKOW. — Les phénomènes électrocapillaires à la surface de séparation des liquides non miscibles. — P. 587-594.

A mesure que la différence de potentiel entre les deux liquides augmente, leur tension superficielle augmente aussi, mais moins vite, et tend vers une valeur limite.

ILJIN. — Une preuve de la validité des lois de Boyle-Mariotte et de Gay-Lussac pour les émulsions. — P. 592-598.

La théorie de Smoluchowski, pour le mouvement brownien, conduit à deux formules donnant : l'une la probabilité pour que, dans un volume donné, il y ait n particules (la moyenne étant n_0), l'autre la valeur moyenne de l'écart relatif $\delta = \frac{n - n_0}{n_0}$. Le présent travail est destiné à vérifier l'application de ces formules aux émulsions où la concentration des grains peut être rendue très faible. La première formule se vérifie très bien ; quant à la seconde, elle est à peu près identique, ici, à la loi de Mariotte.

VAN LAAR. — La théorie des tensions de vapeur des mélanges binaires.
P. 599-608.

Réponse aux critiques de Dolezalek.

WERNER MECKLENBURG. — La parenté des courbes d'absorption. — P. 609-624.

Les premières études se rapportent à l'absorption de l'acide phosphorique par l'acide stannique pour diverses températures. On construit pour chaque température une courbe dont les abscisses représentent les concentrations de la solution de P^2O^5 et les ordonnées la quantité de P^2O^5 absorbée. L'expérience a montré que, pour passer de l'une de ces courbes à une autre relative à une seconde température, il suffit de conserver les abscisses et de multiplier les ordonnées par un nombre constant. Il en est de même pour l'absorption de l'arsenic par l'hydrate ferrique. Il semble que la température influe seulement sur la surface de l'absorbant, le mécanisme de l'absorption restant le même.

BILTZ. — La pression osmotique des colloïdes. — P. 625-639.

Ce quatrième travail de Biltz se rapporte aux électrolytes colloïdaux et consiste surtout en une revue critique des résultats connus. Les solutions aqueuses d'un grand nombre de matières colorantes, par exemple le rouge Congo, conduisent le courant et aussi peu sus-

ceptibles de dialyse que les colloïdes minéraux. Elles ont été étudiées par Donnan (1).

Les faits nouveaux étudiés par Biltz justifient les conclusions de Donnan.

BINGHAM, WHITE, THOMAS et CADWELL. — La fluidité et la théorie des hydrates. — P. 641-673.

La partie expérimentale qui sert de base à ce travail est la détermination des fluidités à diverses températures d'une dizaine de mélanges binaires d'eau, d'alcool méthylique ou éthylique, d'acide formique ou acétique et même de deux mélanges ternaires. On a construit des courbes donnant dans chaque cas la fluidité en fonction de la composition du mélange, celle-ci étant exprimée en volumes et non en poids.

Théoriquement, chaque isotherme des fluidités doit être une ligne droite; mais, en pratique, il en est rarement ainsi, et ces écarts sont significatifs au point de vue de la théorie des hydrates. Tous les faits connus paraissent s'expliquer convenablement en admettant la formation dans le mélange d'une combinaison partielle en équilibre avec les composants; la loi d'action des masses serait applicable à cet équilibre. Quand on mélange un acide et un alcool, il y a d'abord simplement addition, et ce n'est qu'au bout d'un certain temps que l'éthérification commence.

Enfin, dans les courbes connues exprimant la viscosité du mélange en fonction de sa composition en poids, l'existence d'un maximum n'implique pas forcément celle d'un hydrate.

SCHMIDT. — L'absorption. — P. 674-682.

Il s'agit d'un nouveau perfectionnement apporté aux formules déjà proposées par Schmidt pour représenter les isothermes d'adsorption; l'auteur adopte définitivement la suivante :

$$\left(\frac{a-x}{v}\right) S = Kxe^{A\left(\frac{S-x}{S}\right)},$$

où a désigne la quantité initiale de substance absorbante, x la quan-

(1) *Trans. Chem. Soc.*, t. XCIX, p. 1554.

tité absorbée, v le volume, S la saturation, K et A deux constantes.

En second lieu, plus un gaz est absorbable, mieux sa présence empêche la fluorescence des vapeurs d'iode et de mercure.

BILTZ. — La pression osmotique des colloïdes. — P. 683-707.

Ce cinquième travail se rapporte aux dextrines, dont les grandeurs moléculaires ont déjà été déterminées par la cryoscopie. Les expériences ont porté sur dix-sept dextrines différentes dont on a déterminé la pression osmotique; la paroi de l'osmomètre est une membrane de collodion dans laquelle existe un précipité de gélatine et de tanin. Dans quelques cas seulement la pression osmotique est proportionnelle à la concentration et donne un poids moléculaire constant; le plus souvent on trouve que le poids moléculaire augmente avec la concentration, et la représentation graphique de la relation donne la courbe d'association des dextrines; ces courbes diffèrent d'un corps à l'autre. On a en outre déterminé leurs valeurs en tant que supports colloïdaux et leurs viscosités.

WAHL. — Recherches optiques aux pressions élevées. — P. 708-722.

Description de l'appareil destiné à ces recherches et qui a été monté à la Royal Institution de Londres.

VORLANDER et HUTH. — Les phénomènes d'interférence produits par les cristaux liquides pléochroïques en lumière polarisée convergente. — P. 723-727.

Photographies des colorations obtenues entre nicols croisés.

TAMMANN. — A propos de la nouvelle théorie de l'allotropie de Smits. P. 728-731.

Suite de la discussion entre les deux auteurs.

LOCKEMANN et LUCIUS. — L'absorption de l'arsenic par l'hydrate ferrique. P. 735-758.

Il s'agit d'un travail presque exclusivement expérimental dont voici les principaux résultats :

Les sels ferriques précipités par l'ammoniaque peuvent donner des sels basiques; la présence des sels d'ammonium et de sodium et surtout celle de $\text{SO}_4 (\text{NH}_4)_2$ favorise cette formation. L'hydrate ferrique précipité en même temps absorbe l'arsenic colloïdal et le phénomène n'est pas troublé par la présence de sels alcalins. L'absorption se fait bien mieux aux basses températures et d'autant mieux que la solution arsenicale est plus étendue. Elle suit la loi $E = \beta A^p$, où E et A désignent les poids d'hydrate ferrique et d'arsenic, β et p étant variables avec la température.

T.LXXXIV;1913.

BLEYER et PACZUSKI. — Les combinaisons complexes et optiquement actives du glucinium et des sucres. — P. 1-14.

Les solutions de mannite dans l'eau, inactives à l'état ordinaire, deviennent lévogyres quand on leur ajoute une solution alcaline d'un sel de glucinium. Cette solution agit en réalité par le glucinate alcalin qu'elle contient et qui donne avec la mannite une combinaison complexe très stable, ne subissant pas l'hydrolyse.

TITOW. — La loi d'hydrodiffusion du mélange $\text{KCl} + \text{NaCl}$. — P. 15-31.

La diffusion de ce mélange suit exactement la loi de Fick, et les différences observées ne dépassent jamais les erreurs d'expériences. De plus, le coefficient de diffusion est relié à la composition initiale du mélange par une loi rigoureusement linéaire, sauf pour le mélange $40\text{KCl} + 60\text{NaCl}$, qui donne un faible écart.

COHEN et DE BOER. — Etudes piézochimiques. — P. 32-40.

Description d'un appareil permettant de maintenir constantes longtemps et à 1 0/0 près des pressions allant jusqu'à 1 500 atmosphères.

COHEN et DE BOER. — Études piézochimiques. — P. 41-90.

Les travaux suivants ont été faits avec l'appareil précédent. Le premier se rapporte à l'influence de la pression sur la vitesse

de réaction dans les systèmes condensés, la vitesse étant mesurée avec la même exactitude que sous la pression atmosphérique. L'exemple choisi est l'inversion des solutions de saccharose par l'acide chlorhydrique, à la température de 25°. L'élévation de pression diminue très sensiblement la vitesse (de 26 0/0 pour 1 500 atmosphères). Entre les limites utilisées et pour des concentrations constantes en sucre et en acide, la constante des vitesses est donnée par une formule linéaire $K_p = a + bp$, dans laquelle la constante b est en général négative.

Le second se rapporte à la valeur de la première loi de l'électrolyse aux pressions élevées. On mesure les quantités d'électricité employées à l'électrolyse d'une solution de nitrate d'argent et les quantités de métal libérées.

On constate qu'à $\frac{1}{17\ 000}$ près la pression est sans influence.

BOHDAN VON SZYSZKOWSKI. — Recherches colorimétriques sur l'action des sels neutres. — P. 94-97.

Ce court travail se rapporte à l'influence des bromures sur la sensibilité du méthylorange à l'égard des ions H de l'acide bromhydrique. Cette sensibilité est augmentée par KBr de même façon que les chlorures à l'égard de HCl; mais, avec NaBr, les résultats sont moins nets.

EPHRAÏM. — La tension des combinaisons ammoniac-métalliques. — P. 98-100.

Suite de la discussion avec Biltz.

WAHL. — Etude optique de l'azote, de l'argon et du méthane cristallisés et de quelques-unes des plus simples combinaisons organiques à bas point de fusion. — P. 104-111.

L'azote, l'argon et le méthane cristallisent dans le système cubique l'oxyde d'éthyle est rhomboédrique, l'alcool méthylique, l'alcool éthylique, l'acétone et le sulfure de carbone sont monocliniques ou tricliniques; l'alcool méthylique existe sous deux formes cristallines à transformation réversible.

WAHL. — Etude optique des gaz solidifiés. — P. 112-122.

Ce second travail se rapporte à l'hydrogène et à l'oxygène dont on étudie les propriétés cristallographiques.

Pour le premier, la vitesse de développement des cristaux dans le liquide refroidi est considérable et ses cristaux appartiennent au système cubique.

Quant à l'oxygène, le fait le plus important est que, comme le soufre, il existe sous deux variétés cristallines, l'une appartient au système hexagonal, l'autre à un système encore non déterminé à cause de la petitesse des cristaux. La deuxième variété est la plus dense; la transformation se produit à une température peu inférieure au point de solidification de l'oxygène liquide.

VON HALBAN. — Le rôle du dissolvant dans la cinétique chimique. — P. 129-159.

On sait que, d'après une hypothèse de van't Hoff, le rôle du dissolvant se ramènerait à un simple déplacement de l'équilibre. Le présent travail a été entrepris pour contrôler cette hypothèse. Le matériel expérimental est considérable. On a déterminé la solubilité du chlorure de paranitrobenzyle dans 26 dissolvants, celle de la tryméthylamine dans 18 et celle de la triéthylamine dans 2. D'autre part, on a déterminé les courbes de tension de vapeur des mélanges iodure d'éthyle-hexane et iodure d'éthyle-nitrométhane; on en a déduit les tensions partielles des composantes et par suite la solubilité de l'iodure d'éthyle dans les deux autres. Enfin, on a déterminé la vitesse de réaction du chlorure de paranitrobenzyle et de la triméthylamine dans 18 dissolvants. La réaction s'est toujours montrée du second ordre. Le produit des solubilités des deux corps varie peu avec le dissolvant, et les constantes de van't Hoff obtenues en multipliant le produit précédent par les constantes des vitesses de la réaction varient avec le dissolvant de la même façon que ces dernières; on a trouvé comme valeurs extrêmes des constantes de van't Hoff 400 000 et 9 300.

En somme, on doit rejeter l'hypothèse du début et admettre une action catalytique prononcée du dissolvant.

A. SÈVE.

RÉFLEXIONS ÉLÉMENTAIRES SUR LA THÉORIE CINÉTIQUE
(3^{me} partie). — LES GAZ RÉELS ET L'ÉQUATION DE VAN DER WAALS ⁽¹⁾;

Par M. E. BOUTY.

1. Pour passer de la théorie cinétique des gaz parfaits à celle des gaz réels, il doit suffire de faire entrer en ligne de compte les éléments dont nous avons volontairement négligé l'influence en vue d'une première approximation. Ce sont notamment le volume propre des molécules et les actions réciproques que ces molécules peuvent exercer à de très petites distances, avant de se choquer.

Le premier effort dans cette voie, dû à Van der Waals, fut singulièrement heureux, car, non content d'interpréter les écarts d'un gaz réel par rapport aux lois des gaz parfaits, il atteint même le liquide résultant de la condensation du gaz considéré. Une seule formule convient à la fois pour les deux phases, liquide et gazeuse.

C'est qu'en effet Van der Waals emprunte aux liquides, par l'intermédiaire de la théorie des phénomènes capillaires, la forme d'action réciproque des molécules qu'il va transporter dans la théorie cinétique des gaz.

2. On sait que, d'après Laplace, la pression uniforme qui règne dans les profondeurs d'une masse liquide soustraite à l'action de la pesanteur ne se confond pas avec la pression p , supposée aussi uniforme, que l'on exerce à sa surface. L'attraction des molécules liquides ⁽²⁾ a pour effet d'accroître la pression d'une quantité π qui, d'après Laplace, doit être proportionnelle au carré de la densité, c'est-à-dire en raison inverse du carré du volume spécifique v ;

$$(1) \quad \pi = \frac{\beta}{v^2}.$$

On a autrefois reproché à Laplace d'avoir fait intervenir dans les calculs cette pression interne π , qui s'élimine finalement dans l'inter-

⁽¹⁾ Voir p. 5 et 450 de ce volume.

⁽²⁾ Proportionnelle au nombre de molécules de part et d'autre d'un plan quelconque, c'est-à-dire, en définitive, proportionnelle au carré du nombre de molécules dans l'unité de volume.

prétation des phénomènes capillaires et qui, n'étant pas mesurable au manomètre, ne paraissait alors correspondre à aucun fait réel. La théorie énergétique de Gauss dissimule l'existence de cette pression interne, qu'elle implique cependant puisque cette théorie est fondée sur des hypothèses identiques à celles de Laplace. C'est un avantage si l'on n'a en vue qu'une explication élégante des phénomènes capillaires, un inconvénient grave si on envisage l'ensemble de la physique. Le succès, si parfaitement justifié, de la théorie de Gauss, en détournant l'attention des physiciens de cette pression interne, a sans doute contribué à retarder la recherche de ses effets possibles.

Nous savons aujourd'hui que, pour les manifester, il suffit de considérer un fluide comme son propre manomètre. Mais les liquides communs, trop peu compressibles, ne sont, à ce point de vue, que des manomètres détestables. Il fallait sans doute que la liquéfaction de gaz, tels que l'acide carbonique, fournisse la transition nécessaire et que Van der Waals pût s'appuyer sur Andrews.

3. On a discuté longtemps sur la possibilité de conserver un liquide sous une pression négative. La théorie capillaire de Laplace implique cette possibilité. L'équilibre hydrostatique d'un liquide qui mouille le verre, à l'intérieur d'un tube capillaire dans le vide, en est une première preuve expérimentale; car, si la pression au niveau de la cuvette est nulle, elle est négative dans le tube au-dessus de ce niveau. On connaît la belle expérience de MM. Leduc et Sacerdote ⁽¹⁾, qui ont réussi à maintenir adhérente au verre d'un tube barométrique une longue colonne de mercure ou d'eau bouillie, quand on fait le vide sur la cuvette.

Le transport des liquides aux gaz, de la notion de pression interne, ne fait prévoir, pour ces derniers, rien d'analogue. Un gaz ne peut subsister sous une pression négative ⁽²⁾.

4. Prenons pour variables indépendantes le volume et la température. La pression réelle à l'intérieur d'une masse gazeuse sera $p + \frac{\beta}{v^2}$. Mais que pouvons-nous savoir du coefficient β ? L'hypothèse la plus simple consiste à admettre qu'il est indépendant de la température.

(1) LEDUC et SACERDOTE, *J. de Phys.*, 4^e série, t. I, p. 362; 1902.

(2) Voir § 14 ci-après.

C'est à cette hypothèse que s'est arrêté Van der Waals. Nous admettrons avec lui que β est une constante, sauf à chercher plus tard, s'il y a lieu, une approximation meilleure.

Écartons d'abord le cas où la surface à laquelle est appliquée la pression p serait une surface courbe, afin d'éliminer les phénomènes proprement capillaires.

Dans la région superficielle, la pression varie de p à $p + \frac{\beta}{v^2}$, v étant le volume spécifique à l'intérieur de la masse; par conséquent, dans cette région, la densité varie, d'une manière d'ailleurs inconnue, dépendant de la loi d'attraction moléculaire. Nous supposons que cette région ne comprend qu'une portion tout à fait infime de la masse du fluide, ce qui correspond bien aux conditions expérimentales habituelles (1).

Admettons, comme on le fait implicitement, que l'équilibre thermique correspond toujours à l'égalité des vitesses moyennes du mouvement d'agitation moléculaire, et considérons une molécule qui passe de la région interne à la zone superficielle sans éprouver de choc. En vertu du travail des forces moléculaires, la composante de la vitesse dirigée normalement à la surface diminuera. Mais dès que cette molécule viendra à en heurter d'autres, elle recevra le supplément d'énergie cinétique nécessaire à l'équilibre. Comme, en même temps, d'autres molécules passent de la région superficielle à la région interne, la compensation nécessaire s'établit d'elle-même, et si l'équilibre de température entre la région superficielle et la masse interne existait d'abord, il se maintiendra (2).

Mais, si l'on faisait subir au liquide une transformation telle que l'étendue de la région superficielle augmentât aux dépens de la masse interne, il y aurait un travail positif à exercer à l'encontre des forces

(1) Cette couche superficielle est anisotrope: la pression et la densité, invariables dans un plan parallèle à la surface, décroissent de l'intérieur à l'extérieur quand on se déplace le long d'une normale à la surface.

(2) On pourrait aussi considérer un équilibre adiabatique, la température variant au sein de la couche superficielle de l'intérieur de la masse où elle serait uniforme et maximum, vers l'extérieur où elle serait minimum. Un tel équilibre serait stable au même titre que l'équilibre adiabatique d'une atmosphère pesante (voir p. 11 et 12 de ce volume).

L'équilibre isotherme, considéré ci-dessus, ne peut même s'établir qu'à la faveur de courants de convection, ou par l'action de la paroi en contact avec le fluide.

moléculaires, par suite un abaissement de température. Pour maintenir la température constante, il faudrait fournir de la chaleur.

Considérons un corps de pompe de section égale à 1 contenant une masse de fluide égale à 1 ; exerçons de l'extérieur la pression p et faisons d'abord abstraction du volume propre des molécules. Une paroi fictive recevant les chocs moléculaires au sein de la masse, recevrait la pression $p + \frac{\beta}{v^2}$.

Reprenant les raisonnements élémentaires de la théorie cinétique ⁽¹⁾, nous obtiendrons la relation :

$$(2) \quad p + \frac{\beta}{v^2} = \frac{1}{3} \frac{nmv^2}{v},$$

n représentant le nombre de molécules du gaz par unité de volume, m la masse d'une molécule.

5. Il faut maintenant supprimer la restriction relative au volume des molécules, c'est-à-dire tenir compte de l'abréviation du chemin entre le piston et le fond du corps de pompe résultant de ce que les molécules choquées en route ont un diamètre fini. Van der Waals suppose les molécules sphériques, de rayon a . Il démontre qu'en seconde approximation, c'est-à-dire tant que les molécules ne sont pas très rapprochées, il faut remplacer v par $v - 4\varepsilon$. Nous désignons par ε la somme des volumes des n molécules composant la masse gazeuse ; 4ε est donc la moitié de la somme des volumes des sphères de projection ⁽²⁾.

6. Pour retrouver ce résultat de Van der Waals, nous chercherons d'abord ce qui devient le chemin moyen quand on tient compte du volume des molécules.

Reprenons l'hypothèse d'une molécule A seule mobile parmi des molécules identiques B, immobiles et maintenues fixes ⁽³⁾. Si la molécule A heurtait normalement en M (*fig. 1*) une molécule B, le chemin parcouru par son centre A, compté jusqu'au plan diamétral BQ nor-

⁽¹⁾ Voir page 8 de ce volume.

⁽²⁾ Voir p. 453 de ce volume.

⁽³⁾ Voir p. 454 de ce volume.

mal à la direction de son mouvement, se trouverait raccourci de $2a$. Si elle heurte B en un point tel que $\text{ABM} = \varphi$, son chemin se trouvera raccourci de $2a \cos \varphi$.

Pour calculer la valeur moyenne du raccourcissement AQ du trajet jusqu'au plan BQ, il suffit de remarquer que la chance d'un choc correspondant à un angle ABM compris entre φ et $\varphi + d\varphi$ est proportionnelle à la surface de la couronne circulaire de rayon $\text{QB} = 2a \sin \varphi$

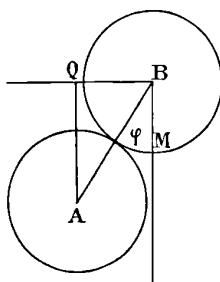


FIG. 1.

et d'épaisseur $d(\text{QB}) = 2a \cos \varphi d\varphi$. Ce raccourcissement est donc :

$$(3) \quad \frac{1}{4a^2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} 16a^3 \cos^2 \varphi \sin \varphi d\varphi = \frac{4}{3} a.$$

Le chemin moyen parcouru par la molécule A dans ces conditions et dont la valeur était l_0 en première approximation ⁽¹⁾, est donc, en deuxième approximation, $l_0 - \frac{4}{3} a$.

Le chemin moyen de Clausius, $l_1 = \frac{3}{4} l_0$ ⁽²⁾, devient de même :

$$(4) \quad \frac{3}{4} \left(l_0 - \frac{4}{3} a \right) = l_1 - a,$$

il a varié dans le rapport $\frac{l_1 - a}{l_1}$.

Nous savons d'autre part ⁽³⁾ qu'en première approximation le chemin moyen de Clausius est, au diamètre $2a$ de la molécule, dans le rapport du volume total occupé par le gaz à la somme des

(1) Voir p. 455 de ce volume, formules (5) et (6).

(2) Voir p. 458 de ce volume, formule (8).

(3) *Ibid.*, formule (9).

volumes des sphères de protection des molécules :

$$(5) \quad \frac{l_1}{2a} = \frac{v}{8 \left(\frac{4}{3} \pi a^3 \right)} = \frac{v}{8\varepsilon};$$

$$(6) \quad \frac{l_1 - a}{l_1} = \frac{v - 4\varepsilon}{v},$$

aux quantités près de l'ordre de $\left(\frac{\varepsilon}{v}\right)^2$.

Désignons par l la valeur du chemin moyen de Maxwell ⁽¹⁾ en première approximation ; par ka , la quantité dont il doit être diminué en deuxième approximation. Van der Waals ⁽²⁾ démontre que l'on a encore :

$$(7) \quad \frac{l - ka}{l} = \frac{v - 4\varepsilon}{v}.$$

7. Reprenons maintenant le raisonnement élémentaire qui conduit à la formule des gaz parfaits. Quand on néglige le volume des molécules, il revient au même de supposer que les molécules rebondissent directement de la base du corps de pompe de section 1 au piston dans le temps $\frac{2v}{u}$, ou qu'elles n'oscillent que dans une épaisseur l égale à leur chemin moyen, mais dans le temps $\frac{2l}{u}$.

Si l'on tient compte du raccourcissement du chemin moyen, d'après la formule (7), on est conduit à remplacer le facteur l par $l - ka$, ou, ce qui revient au même, v par $v - 4\varepsilon$ ⁽³⁾.

A l'équation des gaz parfaits :

$$(8) \quad p = \frac{1}{3} \frac{nmv^2}{v},$$

on substituera donc en définitive :

$$p + \frac{\beta}{v^2} = \frac{1}{3} \frac{nmv^2}{v - 4\varepsilon};$$

(1) Voir p. 462 de ce volume.

(2) VAN DER WAALS. *la Continuité des états gazeux et liquide*, p. 67 à 79 de la traduction française.

(3) On peut remarquer que, pour le raccourcissement du chemin moyen, les sphères de protection n'interviennent que par leur hémisphère interne. On voit ainsi, en bloc, comment 4ε se substitue à 8ε .

ou, en remplaçant le covolume 4ϵ par une seule lettre α :

$$(9) \quad \left(p + \frac{\beta}{v^2}\right)(v - \alpha) = \frac{1}{3}nmv^2 = RT.$$

Telle est, en définitive, l'équation de Van der Waals.

8. Une construction géométrique très simple permet de saisir, d'un coup d'œil, la forme générale des isothermes de Van der Waals. Il suffit de considérer p comme la somme algébrique des ordonnées de l'hyperbole cubique :

$$(10) \quad p_1 = -\frac{\beta}{v^2}$$

(fig. 2, courbe 1) et de la série des hyperboles équilatères :

$$(11) \quad p_2 = \frac{RT}{v - \alpha},$$

décalées de α par rapport à l'hyperbole cubique, dans lesquelles on donne à T toutes les valeurs possibles. Dans la fig. 2 (1) sont représentées deux de ces hyperboles (courbes 1 et 2).

1° Pour v très peu supérieur à α , l'ordonnée p est nécessairement positive, quels que soient β et T , et il en est de même pour de très grandes valeurs de v , p_1 devenant alors infiniment petit par rapport à p_2 .

Mais, si T est suffisamment petit, p peut devenir négatif dans un certain domaine, correspondant, comme nous le verrons plus tard (§ 14), à la phase liquide seulement.

2° Pour de grandes valeurs de T , $\frac{dp}{dT}$ est constamment négatif et la courbe résultante (fig. 2, courbe 1') ne peut être rencontrée qu'en un seul point par une droite quelconque parallèle à l'axe des v .

Mais pour des valeurs de T inférieures à une certaine valeur Θ (température critique), il y a pour chaque isotherme un domaine dans lequel une droite parallèle à l'axe des v rencontre la courbe résultante en trois points (fig. 2, courbe 2'). Le passage de la forme 1' à la

(1) On a pris arbitrairement $\beta = 22$, $\alpha = 0,5$, $RT = 12$ (hyperbole 1) et 24 (hyperbole 2).

forme 2' se fait par une courbe présentant un point d'inflexion où la tangente est horizontale (point critique).

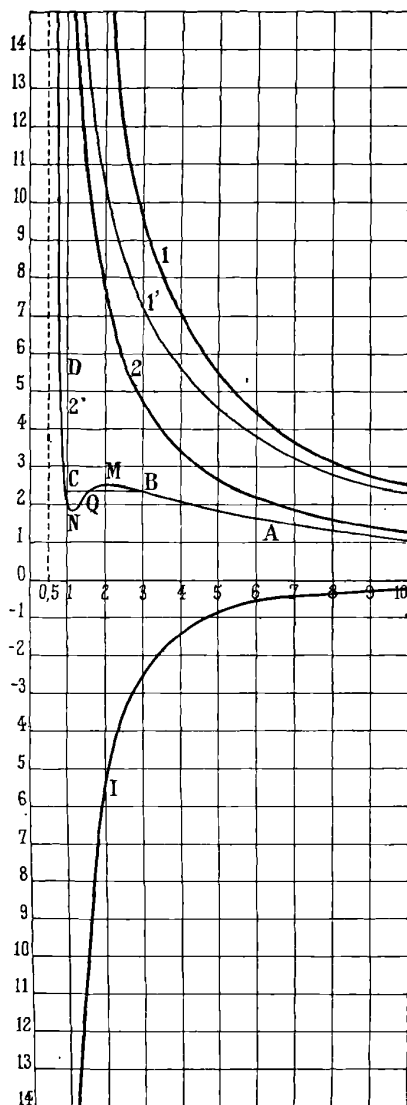


FIG. 2.

9. Van der Waals détermine les valeurs des constantes α , β et R

d'après les expériences de Regnault sur l'acide carbonique ⁽¹⁾ et constate, non, semble-t-il, sans quelque admiration, la coïncidence à peu près rigoureuse des isothermes ainsi calculées par la formule (9) avec la portion, relative à la phase gazeuse, des isothermes observées par Andrews. La coïncidence est presque parfaite, au degré de précision de ces expériences, aussi bien au-dessus qu'au-dessous du point critique. Mais ce qui donne un intérêt véritablement extraordinaire à cette épreuve, c'est que, dans ce dernier cas, et tout au moins quand la température n'est pas très inférieure au point critique, la portion d'isotherme observée, relative à la phase liquide, vient presque se confondre avec la partie CD (*fig. 2*, courbe 2') de l'isotherme de Van der Waals.

En définitive, l'isotherme observée ne diffère de l'isotherme calculée que par la portion rectiligne BC. Celle-ci correspond à la discontinuité créée par la liquéfaction et remplace la portion courbe BMNC (*fig. 2*, courbe 2').

10. Dans cette portion courbe, il convient de distinguer les trois parties BM, CN et MN.

Cette dernière, comprise entre le maximum M et le minimum N, correspond visiblement, comme le remarque Van der Waals ⁽²⁾, à une région d'équilibre absolument instable, la pression et le volume variant dans le même sens, ce qui est une impossibilité physique.

La portion BM correspond au cas, physiquement réalisable, des vapeurs sursaturées. On sait qu'il suffit d'écartier rigoureusement les dernières traces de poussières ou d'ions gazeux, pouvant servir de centres de condensation, pour conserver une vapeur homogène hors de la présence de son liquide, sous des pressions très notablement supérieures à la pression maximum. Le tracé expérimental de l'isotherme dans la région BM serait donc possible, mais à la faveur de précautions expérimentales malheureusement bien difficiles à réaliser exactement.

Les mêmes observations s'appliquent à la région CN relative au liquide sursaturé.

C'est ici la présence de traces de gaz dissous qu'il faudrait éviter, comme on l'a évitée en effet dans les expériences de MM. Leduc et

⁽¹⁾ Voir VAN DER WAALS, *la Continuité des états gazeux et liquide*, p. 113 de la traduction française.

²⁾ *Ibid.*, p. 127.

Sacerdote (§ 3), dans lesquelles de l'eau à la température du laboratoire a été maintenue liquide non seulement sous une pression inférieure à la pression maximum, mais même sous une pression négative dépassant une demi-atmosphère.

La forme des isothermes de Van der Waals ne garde donc plus rien de mystérieux.

11. En ce qui concerne la position des points B et C correspondant à la *saturation*, nous venons de voir que celle-ci n'est, en somme, qu'un accident tenant à la présence de discontinuités préalables (existence d'une surface libre pour un liquide, présence de poussières, d'ions, de bulles gazeuses infinitésimales dans un liquide, de gouttelettes liquides imperceptibles en suspension dans un gaz).

Seuls les points M et N ont une importance primordiale. L'équation de la courbe continue qui les réunit et qui a son sommet au point critique s'obtient en éliminant T entre l'équation de Van der Waals (9) et la relation

$$(12) \quad \frac{\partial p}{\partial v} = \frac{2\beta}{v^3} - \frac{RT}{(v - \alpha)^2} = 0,$$

exprimant que la tangente à l'isotherme aux points B et C est horizontale.

On trouve ainsi :

$$(13) \quad p = \frac{\beta}{v^3} (v - 2\alpha).$$

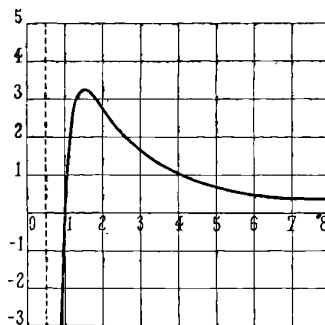


FIG. 3.

La *fig. 3* représente la forme générale de cette courbe (¹).

(¹) Mêmes valeurs de α et de β que dans la *fig. 2*, voir la note p. 607.

12. L'existence d'une vapeur exerçant, à l'état d'équilibre, une pression (pression maximum) à la surface libre d'un liquide est une conséquence nécessaire de la théorie cinétique.

Supposons qu'on a fait le vide au-dessus du liquide. Les molécules, venues de l'intérieur, qui arrivent à la surface libre avec une vitesse suffisante échapperont à la zone d'attraction des molécules sous-jacentes; elles continueront désormais leur trajet librement jusqu'à ce qu'elles soient réfléchies contre une paroi ou par leur choc contre d'autres molécules libres. Leur ensemble constitue la phase vapeur.

Parmi les molécules de vapeur, toutes celles qui arrivent dans la zone d'attraction du liquide avec une vitesse convenable seront captées par lui. Il s'établira donc un équilibre entre les deux phases⁽¹⁾; la pression correspondante \mathcal{P} croîtra avec la température, c'est-à-dire avec la vitesse moyenne du mouvement d'agitation; car l'attraction du liquide étant supposée, en première approximation, invariable, le nombre des molécules susceptibles d'échapper à cette attraction croîtra avec leur vitesse moyenne.

Désignons par v_1 et v_2 les volumes spécifiques du liquide et de la vapeur (abscisses des points C et B du diagramme, courbe \mathcal{Z} , fig. 2). Le travail nécessaire pour amener une molécule de la zone liquide à la zone vapeur, à température constante, est d'après la formule de Van der Waals :

$$(14) \quad \tau_{v_1}^{v_2} = \beta \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) + \mathcal{Q} (v_2 - v_1) = \mathcal{JL},$$

et a pour équivalent calorifique la chaleur latente de vaporisation L , dont l'existence est ainsi prévue par la théorie cinétique.

13. Cette relation (14) jointe à l'équation de Van der Waals, à laquelle doivent obéir v_1 et v_2 , ne suffit pas à déterminer la position des points B et C, puisque nous n'avons ainsi que trois équations entre les quatre inconnues v_1 , v_2 , \mathcal{P} et L .

Mais nous venons de voir que la production de la vapeur, aux

(1) On peut considérer soit un équilibre adiabatique dans lequel la température de la vapeur est inférieure à celle du liquide, la transition se faisant dans les couches superficielles en contact du liquide et de la vapeur, soit un équilibre isotherme. En fait, ce dernier ne peut guère s'établir que par l'intermédiaire des parois. Il en résulte, dans la mesure des pressions maximum, une cause d'erreur qui, dans certaines conditions, pourrait devenir notable.

dépens du liquide, a son origine dans l'inégalité des vitesses d'agitation des molécules. L'équilibre entre les deux phases ne peut donc être déterminé que si l'on connaît la loi statistique de répartition des vitesses (loi de Maxwell) (1).

En écrivant que le nombre de molécules perdues par le liquide est à chaque instant égal à celui des molécules captées, on obtiendrait l'équation d'équilibre, équation nécessairement très compliquée.

On sait que Maxwell et plus tard Clausius (2), appliquant au cycle BMQNCB la propriété thermodynamique connue des cycles isothermes réversibles, ont prouvé que les deux aires BMQ, QNC sont égales. Cette seule condition jointe à l'équation de Van der Waals détermine beaucoup plus simplement la position des points B et C.

De toute manière on n'est pas encore en possession d'une formule simple, même empirique, pour représenter la courbe continue des points B et C dont le sommet est au point critique. La forme générale de cette courbe rappelle d'ailleurs celle de la courbe des points M, N [équation (13) et fig. 3].

14. D'après la remarque de Maxwell (§ 13), la seule portion d'isotherme qui puisse correspondre à des pressions négatives comprend au plus la totalité de CNQ et par conséquent ne peut se rapporter qu'à l'état liquide, ainsi que nous l'avons annoncé (§ 8, 1°). La portion utile de CNQ est CN et ne comporte que des volumes spécifiques inférieurs à $2z$ ou aux $\frac{2}{3}$ du volume critique. Pour $v = 2z$, on a $p = 0$ [équation (13)] : le point N est sur l'axe des volumes.

15. L'équation des gaz parfaits, rapportée à l'unité de masse, contient une seule constante spécifique R. On sait qu'il suffit de rapporter le volume v non plus à l'unité de masse, mais à une unité spécifique particulière à chaque corps, la molécule-gramme des chimistes, pour ne conserver dans la formule qu'une constante universelle.

L'équation de Van der Waals contient trois constantes spécifiques : α , β et R. Il suffit de même de choisir trois unités spécifiques convenables de volume, de pression et de température pour la ramener à

(1) Voir p. 461 de ce volume.

(2) Voir VAN DER WAALS, *la Continuité des états liquide et gazeux*, p. 132 de la traduction française.

une *équation réduite* qui ne contient plus que des constantes universelles. Les unités choisies d'ordinaire pour chaque corps sont son volume, sa pression et sa température critiques.

L'équation réduite est en ce cas :

$$(15) \quad \left(p + \frac{3}{v^2}\right)(3v - 1) = 8T.$$

Elle exprime ce que Van der Waals a appelé la *loi des états correspondants*.

Toute autre formule exprimant la relation entre p , v , T à l'aide de trois constantes spécifiques, conduirait aussi bien à une équation réduite et impliquerait la loi des états correspondants.

16. La détermination précise (mais malheureusement bien délicate) des données critiques :

$$(16) \quad \left\{ \begin{array}{l} V = 3\alpha, \\ P = \frac{\beta}{27\alpha^2}, \\ \Theta = \frac{8}{27} \frac{\beta}{R\alpha}, \end{array} \right.$$

suffirait pour calculer les trois constantes α , β et R .

En particulier la détermination du volume critique V fournit directement α , par suite le volume propre de l'ensemble des molécules. Pour obtenir V d'une manière précise, on peut se fonder sur la détermination directe des densités du liquide et de la vapeur saturée et sur la propriété du diamètre rectiligne de ces densités, établie par M. Mathias. L'intersection de ce diamètre avec la courbe des densités donne la densité critique $\frac{1}{V} = \frac{1}{3\alpha}$ (1).

On obtiendra par divers procédés indirects des valeurs de β : par exemple à l'aide de la formule (14) en fonction de L et de \mathcal{F} , ou encore par des expériences comme celle de Joule et lord Kelvin sur la détente des gaz sans travail externe. Désignant par C la chaleur spécifique sous pression constante, par θ l'abaissement de température correspondant à la détente de v_1 à v_2 , on a :

$$(17) \quad JC\theta = p_2v_2 - p_1v_1 + \beta \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right) = (2\beta - RT\alpha) \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right).$$

(1) Densité critique de l'azote, 0,3269; de l'hydrogène, 0,03346; de l'oxygène, 0,4292; de l'eau, 0,329 (*Recueil de constantes physiques*).

Des valeurs de β on déduit des évaluations de la pression interne dans les liquides à la température ordinaire. Elles se chiffrent par milliers d'atmosphères⁽¹⁾.

17. Le défaut de coïncidence exacte des réseaux d'isothermes de Van der Waals avec les réseaux très étendus et très parfaits obtenus expérimentalement par M. Amagat et par d'autres savants; la diversité même des valeurs de α et β obtenues, pour un même corps, suivant le genre d'expériences d'où on les déduit (coïncidence des réseaux, données critiques, emploi de la formule des chaleurs latentes, etc.), ne permettent plus, depuis longtemps, de considérer la formule de Van der Waals comme rigoureuse.

Il y a plus. La loi des états correspondants n'est en somme qu'une loi très approchée. Au degré éminent d'approximation des expériences actuelles, elle ne s'applique à peu près rigoureusement qu'à des corps homologues d'une même série organique. Cette observation proscriit d'avance toute équation d'état ne renfermant pas plus de trois constantes spécifiques.

Elle suffit, par exemple, à écarter une formule plus approchée :

$$(18) \quad p + \frac{\beta}{v_2} = \frac{RT}{v} \left[1 + \frac{\alpha}{v} + \frac{5}{8} \left(\frac{\alpha}{v} \right)^2 \right],$$

déduite par Boltzmann⁽²⁾ des principes mêmes de Van der Waals, mais en poussant l'approximation jusqu'aux quantités de l'ordre de $\left(\frac{\alpha}{v} \right)^2$, puisque cette formule (18) ne contient toujours que trois constantes spécifiques.

18. Il y a lieu de remarquer que, dans l'établissement de son équation, Van der Waals a bien tenu compte de la variation du chemin moyen liée au volume propre des molécules, mais qu'il a négligé celle qui résulte des attractions réciproques. Or il est bien évident que deux molécules, qui passeraient librement à faible distance l'une de l'autre si leur attraction n'existait pas, peuvent se heurter en vertu de la déviation que cette attraction leur imprime. De là une chance supplémentaire de choc, chance d'autant moindre d'ailleurs

(1) Voir VAN DER WAALS, *la Continuité des états gazeux et liquide*, p. 150 à 153 de la traduction française.

(2) Voir BOLTZMANN, *Leçons sur la théorie des gaz*, p. 147 de la 2^e partie de la traduction française.

que la vitesse d'agitation, par suite la température, est plus élevée. En effet, si l'on admet que l'attraction est indépendante de la température, le temps pendant lequel cette attraction peut utilement s'exercer est d'autant plus petit que les molécules passent plus rapidement aux distances critiques.

19. A l'exemple de M. Sutherland ⁽¹⁾, nous calculerons, en première approximation, la variation du chemin moyen résultant de l'attraction seule, en faisant usage de la loi des aires et du principe des forces vives.

Reprenons le cas d'une molécule A seule mobile parmi des molécules B égales à A, mais fixes, et bornons-nous au cas où la distance

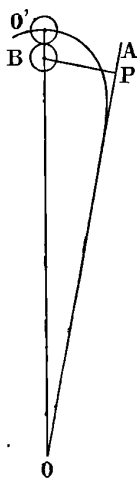


FIG. 4.

moyenne des molécules est assez grande pour qu'à cette distance leur attraction soit insensible. Soit OA (fig. 4), la direction initiale du mouvement de la molécule A, u sa vitesse initiale, égale à la vitesse moyenne, b la distance BP du centre d'une molécule B à la droite OA. Choisissons cette distance b telle que le choc avec cette molécule B ait lieu sur le prolongement de OB (choc tangentiel). Pour toute valeur de b inférieure, il y aura choc; pour toute valeur supérieure, le choc ne se produira pas.

(1) SUTHERLAND, *The Viscosity of gases and molecular forces* (*Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXXVI, p. 507; 1893).

D'après la loi des aires, l'aire décrite au voisinage du point O, rapportée à unité de temps, est proportionnelle à $\frac{1}{2}bu$. Soit w la vitesse en O', sommet de la courbe OO' décrite par le centre de A; la distance des centres de B et de A est alors $2a$, et l'aire décrite, rapportée à l'unité de temps, est proportionnelle à aw . La loi des aires donne :

$$(19) \quad 2aw = bu.$$

Appliquons maintenant le principe des forces vives. Soient P et P₀ les valeurs de l'énergie potentielle de l'attraction correspondant à la distance $2a$, et à l'infini (c'est-à-dire pratiquement à la distance OB); on a pour toutes les molécules, quel que soit le point d'impact,

$$(20) \quad \frac{1}{2}m(w^2 - u^2) = P_0 - P.$$

Éliminons w entre (19) et (20); il vient :

$$(21) \quad \left(\frac{b}{2a}\right)^2 = 1 + 2 \frac{P_0 - P}{mu^2} = 1 + \frac{C}{T}$$

où C est une constante spécifique, car P₀ - P est constant, et T est proportionnel à u^2 .

Or $\left(\frac{b}{2a}\right)^2$ est justement le rapport dans lequel l'angle solide, interdit par B au passage de la molécule A, se trouve accru par le fait de l'attraction. Le chemin moyen l_0 est réduit dans le même rapport et il en est de même des chemins moyens l_1 de Clausius et l de Maxwell.

Toutes les grandeurs qui dépendent du chemin moyen se trouveront altérées dans le même rapport. En particulier, s'il s'agit du coefficient de viscosité d'un gaz, on retrouve ainsi la formule de M. Sutherland citée à la fin de notre article précédent (1) et la constante spécifique C, qui y figure, prend dès lors une signification théorique bien déterminée.

20. En établissant la formule (21) nous n'avions en vue que l'état

(1) Voir p. 472 de ce volume.

gazeux et nous pouvions négliger le covolume. Il n'en serait plus de même si nous voulions retrouver la relation d'état destinée à remplacer la formule de Van der Waals.

Si l'on néglige le double effet de la courbure du chemin et de l'accélération du mouvement de A au voisinage de B, M. Sutherland (1) démontre la formule :

$$(22) \quad p + \frac{\beta}{v^2} = \frac{RT}{v} \left[1 + \left(1 + \frac{C}{T} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\alpha}{v - \alpha} \right].$$

Mais, de l'aveu même de son auteur, cette formule est inférieure à celle de Van der Waals, pour représenter l'ensemble des isothermes. Il est curieux de constater que le même calcul qui améliore très sensiblement la formule d'état pour le cas des grands volumes spécifiques (gaz dans les conditions usuelles) la rend inapplicable pour les plus petits.

Il faut nécessairement en conclure que les hypothèses fondamentales, notamment en ce qui concerne l'assimilation des molécules à des sphères de diamètre invariable, ne sont plus admissibles dès que la distance moyenne des molécules descend au-dessous d'une certaine limite.

21. La plupart des savants qui ont cherché à perfectionner l'œuvre de Van der Waals se sont bornés à compliquer plus ou moins l'expression de la pression interne π , qu'ils ont fait dépendre de la température.

La tension superficielle des liquides diminue quand la température s'élève. Cette tension, tout comme la pression interne, résulte de l'existence des attractions moléculaires. Il est donc naturel de supposer que la pression interne varie aussi en sens inverse de la température. Reste à savoir d'après quelle loi.

Le premier, Clausius, a proposé la forme :

$$(23) \quad \pi = \frac{\beta}{T(v + \gamma)^2},$$

introduisant ainsi une quatrième constante spécifique γ .

La formule de Clausius se prête à des calculs simples. Comparée

(1) SUTHERLAND, *loc. cit.*

à la formule de Van der Waals, elle épouse sensiblement mieux la forme générale des réseaux d'isothermes. Elle n'introduit d'ailleurs dans la loi des états correspondants qu'une altération assez légère, en substituant comme unité de volume spécifique, au volume critique, le même volume *diminué de la constante spécifique* γ .

La formule de Clausius se montre cependant insuffisante.

Sarrau, Battelli ont supposé que la pression interne, au lieu de dépendre de la température par une loi hyperbolique, en dépend par des lois exponentielles. La formule de Sarrau avec :

$$(24) \quad \pi = \frac{b\varepsilon^{\varepsilon}}{(v + \gamma)^2},$$

celle de Battelli avec :

$$(25) \quad \pi = \frac{aT^{-\delta} - a'T^{-\delta'}}{(v + \gamma)^2},$$

ne suffisent pas non plus, malgré leurs cinq et six constantes spécifiques.

22. On peut légitimement mettre en doute la fixité absolue du covolume. La formule (18) de Boltzmann remplace, en effet, le covolume par une quantité qui décroît quand le volume augmente. Van der Waals lui-même avait fait observer que la valeur 4ε attribuée par lui au covolume ne demeure valable que quand v est assez grand (1). Il a notamment proposé de remplacer 4ε par $m\varepsilon$ (2), m étant une fonction de v à déterminer de telle sorte qu'elle soit très voisine de 4 pour des valeurs de v assez grandes et qu'elle se réduise à $\frac{4}{3}$ quand la pression croît indéfiniment. Les molécules sphériques se toucheraient alors, comme des boulets empilés.

On pourrait combiner le développement du second membre de (18) ou la forme $m\varepsilon$ du covolume avec l'une des valeurs de π (23), (24) ou (25), ou encore poser, avec Boltzmann (3) :

$$(26) \quad \left(p + \frac{\beta}{v^2}\right) (v - m\alpha) = RT \left[1 + \frac{n\alpha}{v} + K \left(\frac{\alpha}{v}\right)^2\right],$$

avec six constantes α , β , R , m , n , K .

(1) Voir notamment VAN DER WAALS, *la Continuité des états liquide et gazeux*, p. 79 et 80 de la traduction française.

(2) Voir BOLTZMANN, *Leçons sur la théorie des gaz*, p. 149 de la 2^e partie de la traduction française.

(3) *Ibid.*, p. 148.

23. Toutes les équations qui précèdent sont, comme celle de Van der Waals, du 3^e degré en v . Elles comportent par conséquent l'existence d'un point critique et, au-dessous de la température critique, celle de deux phases stables, liquide et gaz.

On peut aussi abandonner ce point de vue rigoureux, et ne demander à une formule empirique que de représenter le mieux possible les réseaux d'isothermes fournis par l'expérience dans un certain intervalle de température et de pression.

C'est ainsi que M. Amagat avait proposé, en 1894, la formule à sept constantes :

$$(27) \quad \left[p + \frac{\beta(v-\gamma)}{v^n} \right] \{ v - [\alpha - B(v-\alpha)^2] \} = RT,$$

à laquelle il a renoncé depuis.

24. Rien ne prouve d'ailleurs que le covolume doive, dans tous les cas, être absolument indépendant de la température. Si l'on considère une molécule polyatomique, la violence des chocs moléculaires croissant avec la vitesse moyenne u , l'amplitude des vibrations intérieures à la molécule croît aussi; par suite, ce que nous avons appelé son rayon doit augmenter. Il en sera de même du covolume.

25. L'extrême diversité des formules que nous venons de signaler et qui, appliquées à un même réseau d'isothermes, réussissent toutes presque également bien, tant que la pression n'est pas trop élevée ou la température trop basse, suffit à nous éclairer sur le degré de confiance qu'elles méritent individuellement en dehors des limites entre lesquelles elles ont été vérifiées. Au point de vue théorique, elles semblent d'autant moins intéressantes qu'elles contiennent un plus grand nombre de constantes. Nous ne nous attarderons donc pas à citer les autres formes de l'équation d'état qui ont été proposées jusqu'à ce jour, si intéressantes qu'elles puissent être à d'autres points de vue que celui où nous plaçons ici (¹).

Il y a plutôt lieu de nous demander si, au degré éminent d'approximation qu'on veut atteindre aujourd'hui, notamment pour la phase liquide, il est bien logique de vouloir plier tous les corps au régime

(¹) Voir notamment AMAGAT, *Statique expérimentale des fluides (Rapports au Congrès de physique, I, p. 551; 1900)*.

d'une formule *unique*, en disposant seulement de la valeur numérique des constantes. Les équations d'état correspondant à deux corps dont les molécules sont respectivement monoatomiques et diatomiques ne peuvent-elles présenter un degré de complication différent? Les modes de liaison variés que les chimistes invoquent, particulièrement dans les séries organiques, et dont on peut suivre la trace dans l'étude de diverses propriétés physiques, ne doivent-ils pas également intervenir ici?

26. Nous voilà donc ramenés de la simplicité à l'extrême complication, comme au jour où Regnault mit en défaut les lois de Mariotte et de Gay-Lussac. Ce sont cependant les hypothèses simples qui amènent les plus grands progrès. Dans quelles voies nouvelles la théorie cinétique peut-elle utilement s'engager? Il serait bien téméraire de chercher à le prédire.

Remarquons pourtant que Van der Waals, loin de restreindre le problème que ses devanciers s'étaient proposé, l'a au contraire élargi en englobant, dans une théorie unique, l'état liquide et l'état gazeux, et que c'est à cette extension même qu'est dû son succès.

Faut-il aller plus loin dans la même voie et chercher à englober aussi l'état solide? Le degré de symétrie de la molécule interviendrait alors nécessairement. Un nombre de plus en plus grand de constantes s'introduirait dans les formules à mesure que cette symétrie serait plus faible, comme cela a déjà lieu dans les théories de l'élasticité.

27. On peut aussi supposer qu'il faudra réunir dans une vaste synthèse le cas des corps purs, ceux des mélanges et des équilibres chimiques.

Si l'on se borne au premier degré d'approximation et au cas d'une seule phase gazeuse, on sait qu'un mélange donné de gaz différents, sans action chimique les uns sur les autres, obéit aux lois de Mariotte et de Gay-Lussac tout comme un gaz simple. Sa constante spécifique (densité) se déduit de celles des gaz composants par une règle de moyenne.

Au degré d'approximation de la formule de Van der Waals, les choses se compliquent déjà et la connaissance des constantes relatives aux gaz séparés ne suffit plus à déterminer complètement l'état du mélange. Le calcul de la pression interne doit, en effet, mettre en

œuvre non seulement l'attraction, supposée connue, des molécules d'espèce identique, mais aussi l'attraction réciproque des molécules d'espèce différente.

D'ailleurs le nombre des phases qui peuvent coexister s'accroît, leur composition diffère et varie continûment avec la température et la pression. Au voisinage de la région critique, la complication des phénomènes devient pour ainsi dire inextricable.

Les phénomènes de dissociation qui peuvent se produire dans le mélange viennent encore accroître les difficultés. N'oublions pas qu'une théorie cinétique parfaite devrait être en mesure de résoudre ces difficultés toutes en bloc, d'après la constitution mécanique assignée aux molécules et les lois supposées de leurs actions réciproques.

28. Le savant dont les travaux ont le plus contribué à mettre de l'ordre dans ce chaos, Gibbs, ne s'est nullement préoccupé de théorie cinétique. C'est pourquoi nous n'aborderons pas ici sa remarquable théorie des équilibres de dissociation dans les mélanges de gaz parfaits, fondée sur la seule application des principes de la thermodynamique.

Rappelons seulement l'interprétation des anomalies présentées par les densités de certaines vapeurs, celles par exemple du peroxyde d'azote, de l'acide acétique ou du soufre. Ces anomalies qui parurent, à un moment donné, de nature à compromettre les théories les mieux établies, s'interprètent complètement comme les propriétés d'un mélange de gaz polymères en équilibre thermodynamique. Au premier degré d'approximation, on peut, par exemple, considérer la vapeur de peroxyde d'azote comme un mélange de deux gaz parfaits AzO^2 et $(AzO^2)^2$, dont l'équilibre est régi par la loi générale des actions de masse.

Il est vraisemblable qu'au second degré d'approximation, et notamment dans le cas des liquides, cette notion de polymérisation est destinée, en se généralisant, à amener de nouvelles simplifications (cas de l'eau par exemple).

LES SPECTRES D'ÉTINCELLE DANS L'ULTRA-VIOLET EXTRÊME ;

Par MM. LÉON et EUGÈNE BLOCH.

Introduction. — Les recherches dont il va être question ont eu comme point de départ nos expériences sur les effets photoélectriques des radiations ultra-violettes de très petite longueur d'onde. Nous avons, pour ces radiations, cherché à séparer l'effet Hertz de l'effet Lenard, et nous avons montré aussi l'existence de l'ionisation des gaz par l'arc au mercure sous quartz (1). Mais il nous a semblé que l'on ne pourrait réaliser dans ce domaine de progrès importants qu'en faisant la décomposition spectrale des radiations étudiées et en recherchant la répartition entre les diverses longueurs d'onde des deux effets photoélectriques. Il était nécessaire pour cela de connaître des raies spectrales intenses et bien définies dans la région qui s'étend au-dessous de la longueur d'onde 2 000 U. A.; c'est là en effet que commence l'absorption de l'air et que l'on a chance de rencontrer des phénomènes d'ionisation bien marqués. Or la plupart des spectres ne sont connus que jusque vers 2 100 U. A.; c'est ce qui ressort par exemple de l'examen de l'ouvrage classique de Kayser ou de l'Atlas des spectres d'Eder et Valenta. Quelques éléments font exception : tel est par exemple l'aluminium, dont le spectre contient trois raies intenses et bien connues dont les longueurs d'ondes approchées sont 1990, 1935, 1862; tel est aussi le cuivre, dont les raies sont connues depuis longtemps jusque vers 1940. Mais ces corps et quelques autres mis à part, on peut dire que presque tout est à faire en spectroscopie à partir de $\lambda = 2\ 100$ environ.

Il y a pour expliquer cette situation de multiples raisons. D'abord les spectrographes utilisés sont généralement à prisme et lentilles de quartz (2). Or la bande d'absorption ultra-violette du quartz commence vers $\lambda = 1\ 900$; on en est averti en particulier par l'accroissement rapide de la dispersion dans cette région. Cette absorption n'est pas très gênante jusque vers $\lambda = 1\ 850$. À condition d'allonger suffisamment les poses photographiques, on peut aisément en triompher

(1) Léon et Eugène Bloch, *Comptes Rendus*, t. CLV, p. 903 et 1076; 1912.

(2) Le réseau a aussi été utilisé, mais rarement, dans l'ultra-violet extrême à cause de sa faible luminosité, et seulement pour la détermination des raies étalons.

même avec des appareils à foyers assez longs, et on a alors l'avantage d'utiliser la très forte dispersion qui en est la conséquence.

En second lieu, il faut mentionner l'absorption de l'air. On savait depuis les travaux de Schumann que cette absorption est pratiquement complète à partir de 1850 environ. Nous avons montré au cours de nos recherches qu'elle se fait en réalité déjà sentir pour $\lambda = 1950$ (¹), et elle aussi oblige à accroître les poses photographiques, sans compter qu'elle peut masquer ou affaiblir certaines raies spectrales. En troisième lieu enfin l'étude de la région spectrale au delà de 2100 est rendue pénible par la sensibilité insuffisante des plaques photographiques ordinaires. Cet inconvénient tient, comme l'a montré Schumann, à l'absorption de la gélatine des émulsions, qui empêche les radiations actives d'atteindre les grains du sel d'argent. Il ne peut être atténué que par suppression presque totale de la gélatine et par conséquent par l'emploi de plaques spéciales préparées suivant la technique de Schumann, qui ne se trouvent pas jusqu'ici dans le commerce.

Il résulte de ce qui précède que l'étude des spectres entre 2100 et 1850 environ peut être réalisée avec un spectrographe à optique en quartz, placé dans l'air, en utilisant des plaques Schumann et des poses suffisamment longues. C'est par cette étude que nous avons en effet commencé et nous allons en donner les premiers résultats. Il ne sera question pour le moment que de quelques spectres d'étincelle. Nous en avons mesuré plusieurs autres, et nous avons complété aussi quelques spectres d'arc; enfin nous avons déjà prolongé une partie de nos mesures vers les longueurs d'onde inférieures à 1850 et jusqu'à 1400 (²). Mais nous réserverons les indications détaillées à ce sujet pour des publications ultérieures.

Appareils employés. — Le spectrographe dont nous nous sommes servis (³) comporte un prisme double de Cornu de 60° dont les dimensions sont 60 × 70 millimètres. Le collimateur est muni d'une lentille de quartz de 523 millimètres de foyer pour la raie D. La chambre photographique a un objectif double en quartz de 620 millimètres de foyer. L'appareil était destiné à photographier les spectres dans l'ultra-violet ordinaire; nous avons dû en modifier les réglages pour

(1) Léon et Eugène Bloch, *le Radium*, t. XI, p. 97; avril 1914; *Comptes Rendus*, t. CLVIII, p. 1161; 1914.

(2) Léon et Eugène Bloch, *Résumé des communications de la Société française de Physique* (séance du 3 juillet 1914).

(3) Il a été construit par M. M. Pellin.

l'adapter à l'ultra-violet extrême. L'inclinaison de la normale au châssis sur la direction moyenne des rayons était d'environ 75°.

Les étincelles servant de source lumineuse éclataient dans l'air entre deux tiges de la substance étudiée, distantes de quelques millimètres. Le transformateur à courants alternatifs et à circuit magnétique ouvert qui les alimente a une puissance de 1,5 kilowatt. Le circuit de décharge est réglé à la résonance au moyen d'une capacité de 0,015 microfarad environ. Le réglage de la fréquence des étincelles et de l'intensité primaire se fait par une self à noyau mobile suivant la méthode de M. Hemsalech. L'étincelle condensée ainsi obtenue est projetée sur la fente du spectrographe par une lentille de fluorine. Le châssis photographique peut être déplacé verticalement de manière à recueillir de six à huit clichés sur la même plaque. Les plaques utilisées ont une hauteur de 6 centimètres et une largeur variant de 9 à 12 centimètres.

Il est commode, pour faire les essais de mise au point du châssis, de disposer de plaques photographiques commerciales aussi sensibles que possible à l'ultra-violet extrême, réservant les plaques Schumann, dont la préparation est assez délicate, aux expériences définitives. Nous avons, à cet effet, choisi comme source lumineuse l'étincelle d'aluminium, et fait l'épreuve de plusieurs types de plaques commerciales. Il est remarquable que les plaques ordinaires les plus sensibles (par exemple les plaques Lumière étiquette violette) ne donnent presque plus rien au-dessous de $\lambda = 2100$. Les plaques Wratten donnent rapidement les deux raies 1990 et 1935 de l'aluminium, mais pas la raie 1862. Les meilleurs résultats sont obtenus avec les plaques à grain très fin, celles par exemple que l'on utilise comme plaques à projection (plaques au lactate Guillemot, etc.) : les trois raies 1990, 1935, 1862 de l'aluminium viennent assez facilement sur ces plaques, mais avec une faible intensité. La prolongation des poses ne les renforce d'ailleurs pas sensiblement.

Toutes ces plaques sont nettement inférieures aux plaques Schumann dès la longueur d'onde 2100. Nous avons suivi, pour la confection de ces plaques, les indications que Schumann lui-même a données dans tous leurs détails (1). Nous n'avons apporté à sa technique que des modifications peu importantes, dont voici les plus utiles. Il est commode d'employer un mélange de glace et de sel marin pour

(1) V. SCHUMANN, *Annalen der Physik*, 1901.

congeler l'émulsion, et de l'eau fortement glacée pour le lavage de l'émulsion congelée; on gagnera ainsi un peu de temps en évitant toute perte de matière. D'autre part, nous avons, comme M. Lyman, placé chaque plaque à recouvrir d'émulsion sur un support spécial constitué par une cale de verre, plus petite que la plaque, le tout étant soigneusement nivelé au moyen d'une grande glace de support posée sur un trépied à vis calantes. On élimine ainsi toute possibilité d'accident lorsqu'on soulève les plaques pour les débarrasser du liquide qui les recouvre après le dépôt de l'émulsion. L'emploi d'une lumière jaune intense (lampe au bichromate) facilite les manipulations sans produire aucun voile, les plaques étant peu sensibles aux radiations visibles. Avec ces plaques, les trois raies fondamentales de l'aluminium viennent avec une très forte intensité en quelques minutes. Les autres spectres d'étincelle nécessitent des poses plus longues, qui sont allées jusqu'à une ou deux heures.

Mesure des clichés et calcul des longueurs d'onde. — Les clichés obtenus présentent une forte dispersion⁽¹⁾ puisqu'une unité d'Angström y occupe de 0^{mm},5 à 0^{mm},7, résultat comparable à celui que donnent les grands réseaux de Rowland. Malgré cela la définition des raies est assez bonne, de sorte que la mesure des clichés a pu être faite avec une machine à mesurer les spectres comportant une vis micrométrique de 1/2 millimètre de pas, munie d'un tambour divisé en 500 parties égales⁽²⁾. Avec cette machine, une division du tambour correspondra donc à 0,001 angström environ. Les raies obtenues ont rarement été assez fines pour permettre de réaliser les pointés avec cette précision; mais souvent la concordance des pointés successifs a montré que l'exactitude des lectures atteignait 0,01 angström. Pour les raies très larges ou diffuses, la précision est naturellement moindre. Si donc on possédait, dans la région qui nous occupe, des repères spectroscopiques aussi nombreux et aussi bien définis que dans l'ultra-violet ordinaire, on pourrait espérer, au moyen de nos clichés, atteindre, dans la mesure des longueurs d'onde, une précision de 0,01 angström en moyenne.

Malheureusement il est loin d'en être ainsi, et nous allons voir que, à cause de l'insuffisance des repères spectroscopiques actuelle-

(1) Dont une partie est apparente à cause de l'inclinaison du châssis et de l'inégalité des foyers de l'objectif et du collimateur.

(2) Nous sommes très reconnaissants à M. Lippmann d'avoir bien voulu la mettre à notre disposition.

ment connus, il nous a été impossible de dépasser en moyenne la précision de 0,1 angström seulement. Ces repères sont constitués en effet en première ligne par les trois raies de l'aluminium dont il a déjà été souvent question et par les raies du cuivre. Les raies de l'aluminium ont été mesurées au réseau à plusieurs reprises et avec grand soin, en particulier par Runge et par Eder. Leur choix s'est imposé d'abord par leur intensité exceptionnelle. Malheureusement elles sont assez larges et relativement très éloignées les unes des autres. Les raies du cuivre sont plus rapprochées, bien que celles qu'Eder a mesurées au réseau soient encore très peu nombreuses et ne dépassent pas la longueur d'onde 1979. Les raies des autres métaux, qui sont déjà connues dans notre domaine, ont généralement été déterminées par rapport aux précédentes et ne peuvent servir de base. Force nous a donc été de nous contenter provisoirement des seuls étalons de l'aluminium et du cuivre. Il serait très désirable qu'une détermination d'étalons nouveaux permette de tirer de nos clichés tout le parti possible. Les raies de l'argent ou du platine nous paraissent être celles qui conviendraient le mieux pour cet usage parmi celles que nous avons photographiées ; elles sont assez fines et convenablement réparties.

Voici le mode opératoire que nous avons adopté pour les calculs. Nous avons admis pour les raies des deux métaux étalon (Al et Cu) les nombres donnés récemment par Eder ⁽¹⁾. Ces nombres sont exprimés en C. A. internationales et non ramenés au vide. Il en sera donc de même de tous les nôtres. Pour pouvoir faire commodément et avec précision les comparaisons, nous superposons sur le même cliché le spectre étudié et le spectre étalon, puis nous déplaçons le châssis et photographions à nouveau le spectre étudié seul. Le premier spectre (double) sert seul aux mesures ; le second permet simplement de distinguer à première vue les raies du spectre étudié de celles du spectre étalon. Le spectre étalon choisi est celui du cuivre jusqu'à la longueur d'onde 1979 (limite du spectre du cuivre d'Eder) ; les calculs se font alors par interpolation linéaire entre les raies successives du cuivre. Au delà de 1979, le spectre étalon est celui de l'aluminium. Le calcul d'interpolation se fait ici au moyen d'une formule hyperbolique de Cornue, de la forme :

$$\lambda = a + \frac{b}{C - x}$$

(1) EDER, *Wien. Berichte*, CXXII, p. 607; 1913.

dans laquelle x désigne la lecture de la machine à diviser, et a , b , c des constantes que l'expérience détermine. On sait que les formules de ce type donnent, en général, des résultats moins sûrs que les interpolations linéaires entre raies voisines. Mais il arrive ici que, malgré la nécessité où l'on se trouve de renoncer aux interpolations linéaires, les résultats sont presque aussi bons. Nous nous sommes assurés en effet que la branche d'hyperbole représentée par la formule précédente ne s'écartait pas de plus du 50° (au maximum) de la ligne droite entre les limites extrêmes que l'on utilise (1990 et 1862). Nous pensons donc que, dans toute l'étendue du domaine qui nous occupe, l'exactitude de nos résultats atteint au moins 0,1 angström, sauf peut-être pour certaines raies très larges ou très dif-fuses. Elle est donc supérieure à celle qui a été en général atteinte dans cette région ⁽¹⁾.

DESCRIPTION DES SPECTRES. — Les spectres d'étincelles décrits ci-dessous appartiennent surtout à des éléments de la famille du fer et à des éléments du groupe des métalloïdes trivalents. Les éléments du groupe du fer sont remarquables, comme on sait, par la complication extrême de leur spectre. Ce caractère se retrouve dans notre domaine, mais il y est beaucoup plus marqué pour le fer que pour le nickel et le cobalt. Les intensités des raies qui seront données dans nos tableaux le sont à titre purement qualitatif. Nous rappelons qu'elles peuvent être profondément altérées par l'absorption de l'air.

Fer. — Nos mesures ne seraccordent pas encore, pour cet élément, à celles des tables usuelles; il reste à combler l'intervalle compris entre 2350 et 1996 environ. Nos nombres partent de 1996 ⁽²⁾ et s'arrêtent vers la limite de transparence de l'air. Les clichés définitifs ont été faits avec un échantillon de fer électrolytique très pur ne contenant que quelques dix-millièmes de P, S, C, Mn et que nous devons à l'obligeance de M. Pierre Weiss. Dans le tableau suivant comme dans tous les autres, les raies réunies par une accolade sont celles qui forment des groupes nettement visibles sur les clichés.

(1) Nous avons constaté en particulier que le procédé d'interpolation graphique utilisé par Handke (Dissertation, Berlin, 1909) ne pouvait donner une exactitude suffisante.

(2) Nous les compléterons très prochainement entre 1936 et 2150 environ.

FER

Intensité	Longueur d'onde	Intensité	Longueur d'onde
4	1995,89	1	1940,90
4	1994,90	2	1950,02
4	1993,54	2	1939,37
{ 2	1992,77	4	1939,13
{ 2	1992,25	1	1937,16
{ 3	1991,51	5	1936,62
{ 5	1990,96	1	1936,10
2	1989,45	1	1934,58
5	1986,85	1	1931,84
1	1985,79	{ 4	1930,83
1	1984,47	{ 4	1929,68
4	1083,51	1	1928,05
{ 2	1982,24	1	1927,60
{ 2	1981,45	2	1926,85
{ 1	1979,78	5	1925,60
{ 1	1979,13	1	1923,87
2	1977,96	2	1923,19
3	1975,51	5	1922,16
1	1974,90	1	1919,56
1	1971,84	1	1918,94
1	1968,04	1	1918,40
1	1967,36	{ 5	1917,52
{ 2	1966,08	{ 5	1916,77
{ 1	1965,36	1	1915,89
{ 2	1964,62	{ 5 (Mn ?)	1914,43
{ 2	1694,07	{ 6	1913,40
{ 3	1663,43	{ 1	1910,75
{ 1	1962,14	{ 1	1910,00
2	1960,44	3	1906,97
4	1949,55	1	1906,06
2 (Mn ?)	1958,59	1	1904,22
4	1957,85	3	1902,98
1	1957,12	1	1901,30
1	1956,49	2	1900,44
1	1954,94	1	1897,96
{ 4	1954,14	1	1896,18
{ 4	1953,40	6	1894,90
{ 4	1952,62	2	1893,44
{ 4	1951,90	2	1891,53
{ 4	1950,23	4	1890,07
{ 4	1949,52	2	1888,15
1	1948,84	2	1886,55
1	1947,56	1	1881,54
1	1945,98	1	1880,39
5	1944,57	1	1877,41
1	1943,64	1	1876,86
5	1942,70		

La figure 1 reproduit, bien imparfaitement, quelques-uns de nos spectres. Les symboles des métaux dont les raies sont photographiées sont inscrits en face des spectres correspondants. Des valeurs approchées de quelques longueurs d'onde sont inscrites en face de certaines raies.

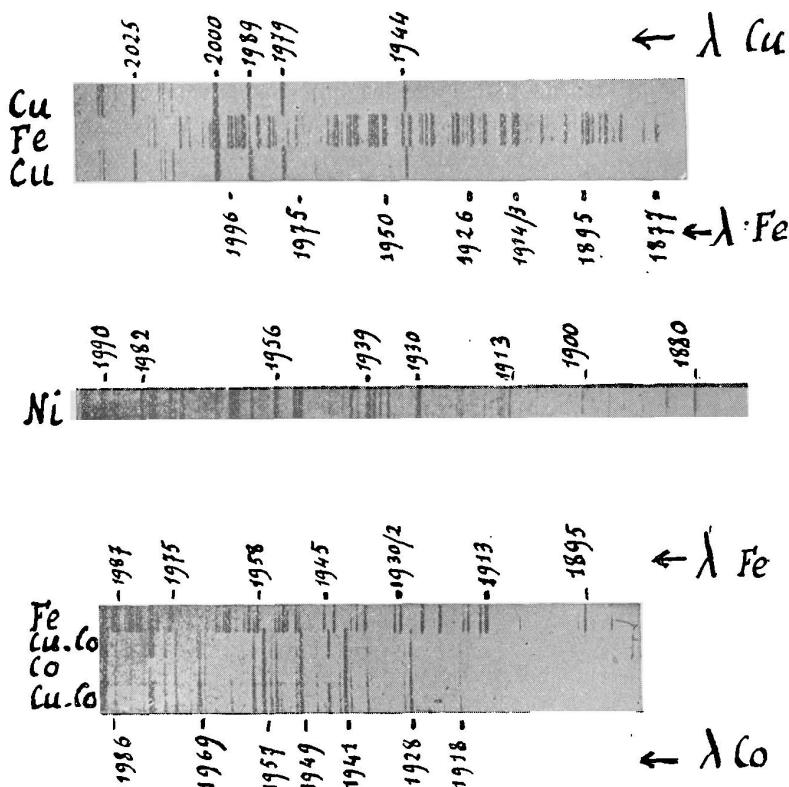


FIG. 1.

Nickel. — Le spectre d'étincelle du nickel a été étudié par Exner et Haschek (1) jusqu'à la longueur d'onde 2097,20. D'autre part, nous avons déjà fait connaître (2) une liste de raies nouvelles du nickel dans la région ultra-violettes extrême. Cette liste a été complétée

(1) Les nombres de ces auteurs sont désignés dans les tableaux suivants par les initiales E. et H.

(2) L. et E. BLOCH, C. R., t. CLVIII, p. 784; 1914.

du côté des grandes longueurs d'onde par des mesures faites sur des clichés nouveaux de façon à rejoindre la limite connue du spectre. Certaines des raies qui se trouvent sur les clichés nouveaux leur sont communes avec les anciens ; ce sont celles qui sont marquées d'un astérisque. On a pu vérifier ainsi que, dans tous les cas, conformément à ce qui a été dit plus haut, l'erreur des mesures ne dépasse pas le dixième d'unité angström, elle reste le plus souvent inférieure à quelques centièmes.

Les échantillons de nickel sur lesquels nous avons opéré, et qui nous ont été aimablement fournis par M. Pierre Weiss, sont des billes de nickel réduit du nickel-carbonyle. Le métal s'y trouve à un degré de pureté remarquable, il est en particulier exempt de fer et de cobalt, et ne contient qu'un peu d'oxyde de carbone. Le spectre obtenu est très riche en raies fines, se présentant souvent par groupes de deux, assez bien réparties pour pouvoir éventuellement servir de repères spectroscopiques.

SPECTRES D'ÉTINCELLES DANS L'ULTRA-VIOLET 631

NICKEL

Intensité	Longueur d'onde	Observations	Intensité	Longueur d'onde	Observations
4	2113,51	2113,61 (E.etH.)	4	1980,08	
2	2112,02	Coinc. avec Cu	6	1979,35	
2	2109,00		5	1976,18	
4	2107,91	2108,04 (E.etH.)	1	1975,45	
1	2104,73	Coinc. avec Cu	5	1973,96	
3	2103,32		2	1967,42	
3	2100,33		4	1964,63	
1	2098,43		5	1963,97	
3	2097,09	2057,20 (E.etH.)	2	1963,20	
3	2093,53		3	1960,65	
3	2090,09		4	1956,28	
1	2089,09		2	1955,79	
1	2087,76		4	1952,71	
1	2086,55		4	1951,86	
2	2089,75		1	1946,24	
2	2083,65		1	1943,76	
3	2080,81		3	1942,17	
1	2078,69	Coinc. avec Cu	1	1941,01	
1	2077,04		4	1938,91	
1	2076,19		3	1937,83	
2	2074,17		3	1936,83	
2	2071,35		3	1935,71	
1	2069,89		5	1929,75	
3	2066,46		1	1922,88	
1	2060,47	Diffuse	1	1921,92	
2	2057,81		1	1917,81	
2	2057,36	Double	1	1915,35	
2	2054,29		1	1914,85	
2	2053,29		1	1914,35	
1	2053,62		3	1913,29	
2	2033,38	*2033,43*	1	1908,47	
2	2032,23	*2032,25*	1	1902,70	
3	2029,14	*2029,14*	3	1900,31	
2	2020,94	*2020,47*	1	1897,03	
2	2018,95	*2018,98*	2	1895,56	
2	2004,36	*2004,41*	2	1893,00	
1	2000,93		2	1889,53	
4	1995,17		3	1885,32	
4	1992,82		4	1880,51	
5	1989,56		1	1879,91	
1	1987,32		1	1867,57	
1	1986,42		1	1860,08	
5	1981,89		3	1857,99	
			3	1853,41	

Cobalt. — La liste suivante complète nos mesures déjà publiées

du cobalt jusqu'à la limite (2173,44) du spectre ultra-violet connu (Exner et Haschek). Ici encore nous reproduisons, en les munissant d'un astérisque, quelques-uns de nos anciens nombres à côté des nombres définitifs. Le métal qui a servi à former les étincelles est un échantillon de cobalt pur fondu que nous devons encore à l'obligeance de M. Weiss. Le spectre du cobalt offre un aspect plus caractéristique que ceux du fer et du nickel. On y rencontre des raies intenses formant des groupements frappants, tels que des triplets assez analogues d'aspect les uns aux autres.

COBALT

Intensité	Longueur d'onde	Observations	Intensité	Longueur d'onde	Observations
3	2174,00	2174,13 (E.etH.) 2173,44 (E.etH.)	1	2079,66	
3	2173,28		1	2073,36	
1	2172,24		1	2071,54	
1	2168,87		3	2065,60	Triple frappant
1	2165,69	Double !	3	2063,81	
1	2163,53		3	2058,83	
2	2156,93		1	2056,15	
1	2153,38	Diffuse	1	2054,17	
1	2150,97		1	2053,03	
2	2148,53		1	2051,37	Double
2	2146,16		1	2050,78	
2	2135,92	Coinc. avec Cu	2	2049,19	
2	2134,36		2	2047,54	
3	2133,16		1	2046,54	
1	2129,53		1	2038,62	
2	2128,70		2	2036,54	
2	2124,95		2	2032,69	
1	2123,85		1	2031,61	
1	2117,92		3	2026,99*	{ 2027,02* 2025,71* 2022,29*
1	2114,26	Diffuse	3	2025,67*	
2	2111,39		3	2022,26*	
2	2109,50		1	2013,85*	2013,88*
1	2106,78		3	2011,56*	2011,54*
1	2105,31		1	2008,26*	2008,24*
1	2101,05		1	2000,76*	2000,78*
1	2098,50	Double !	1	1996,44	
1	2097,53	Rei-double	1	1994,67	
1	2097,10		1	1992,52	
1	2094,28		3	1988,85	
2	2092,78		1	1986,38	
2	2031,02		1	1984,16	
1	2090,35		1	1983,24	
1	2088,58		1	1980,62	
3	2082,60		1	1979,32	

SPECTRES D'ÉTINCELLES DANS L'ULTRA-VIOLET 633

Intensité	Longueur d'onde	Observations	Intensité	Longueur d'onde	Observations
1	1978,18		2	1941,64	
3	1976,25		6	1940,52	
3	1974,13		3	1939,41	
1	1971,09		1	1936,85	
4	1969,25		2	1936,26	
2	1968,15		1	1934,21	
2	1962,84		1	1932,41	
1	1960,61		1	1930,20	
5	1958,58		2	1929,06	
5	1956,58		4	1927,86	
3	1955,04		1	1926,97	
4	1953,99		1	1922,64	
1	1953,06		3	1918,44	
1	1952,30		2	1916,98	
1	1951,31		1	1910,16	
3	1950,09		1	1307,85	
4	1949,31		1	1900,83	
2	1946,00		1	1895,47	
1	1944,43		1	1881,52	
1	1943,46		1	1872,94	

Arsenic et antimoine. — A côté des éléments du groupe du fer dont l'émission spectrale dans l'ultra-violet extrême est répartie entre un grand nombre de raies distribuées assez uniformément, il nous a semblé intéressant de déterminer les longueurs d'ondes des raies de quelques éléments moins riches en raies, mais présentant par cela même un spectre plus caractéristique. Tel est le cas de l'arsenic et de l'antimoine. Le spectre d'étincelle de l'arsenic n'est connu que jusqu'à la longueur d'onde 2112,2 (Hartley et Adeney), celui de l'antimoine jusqu'à 2054,05 (Schippers). Les limites atteintes pour les deux spectres d'arc sont 2005,31 et 2058,34 (Kayser et Runge)⁽¹⁾. Au delà ces spectres ont été prolongés par V. Schumann, mais sans aucune mesure de longueur d'onde. Nous donnons ci-dessous la liste des raies que nous avons mesurées, avec indication des intensités relatives.

Les raies déjà observées antérieurement sont notées dans la colonne « Observations » par les initiales des auteurs des mesures. Ajoutons que les expériences ont porté sur les produits purs du commerce ; toutefois les clichés nous ayant fait voir qu'un certain nombre de raies sont généralement communes à l'arsenic et à l'antimoine, nous n'avons pu décider de leur attribution qu'après l'étude de plu-

(1) Voir KAYSER, *Handb. d. Spektroskopie*, t. V, p. 117; et t. VI, p. 442.

sieurs échantillons d'antimoine spécialement purifié que nous devons à l'obligeance de M. E. Dupuy.

ARSENIC

Intensité	Longueur d'onde	observations	Intensité	Longueur d'onde	Observations
2	2133,70	K et R (arc)	2	2003,35	Diffuse
3	2112,93	K et R (arc)	2	1994,74	Diffuse
1	2109,80		2	1950,21	Pointé par pieds
2	2095,10	Diffuse	4	1971,97	Renversé
1	2889,73	K et R (arc)	2	1958,31	
2	2085,27	Coinc. avec Cu	5	1936,94	Renversé
1	2079,41		1	1916,48	
2	2069,87	K et R (arc)	1	1912,27	
1	2068,43		4	1889,91	Renversé
1	2067,29	K et R (arc)	1	1881,08	
2	2065,43	K et R (arc)	1	1872,33	
2	2047,75		1	1871,07	
2	2013,11	Diffuse	1	1859,90	Extrapolé
2	2009,18	Diffuse (K et R arc)			

ANTIMOINE

Intensité	Longueur d'onde	Observations	Intensité	Longueur d'onde	Observations
8	2068,45	Schipper	2	2014,75	
5	2063,50	Diffuse	3	2004,83	
3	2061,98		3	1985,36	
6	2054,04	Schipper	3	1977,64	
7	2049,52	Diffuse	5	1949,64	
3	2046,54		4	1930,83	
4	2044,62		4	1926,61	
5	2039,66		—	1922,68	
2	2036,57		2	1877,91	
4	2029,33		1	1870,58	
4	2023,92				

Étain et bismuth. — Le premier de ces métaux a été étudié dans l'étincelle par Hartley et Adeney jusqu'à 2066,4 et dans l'arc par Kayser et Runge jusqu'à 2053,8⁽¹⁾. Des recherches plus récentes de Handke⁽²⁾ ont prolongé le spectre d'étincelle depuis 1984,7 jusque dans la région de Schumann proprement dite. Nous avons retrouvé la plupart des raies signalées par Handke entre 1984,7 et 1853. De plus, entre 2053,8 et 1984,7, nous avons obtenu une raie de forte

(1) Voir KAYSER, *Handbuch der Spektroskopie*, t. IV, p. 522.

(2) HANDKE, *Dissertation inaugurale*, Berlin, 1909.

intensité qui doit être rapportée à l'étain et dont la longueur d'onde est 2040,97 (intensité 4).

Le spectre d'étincelle du bismuth a été mesuré par Eder et Valenta⁽¹⁾ jusqu'à la raie 1902,6. Nous avons pu y caractériser deux raies nouvelles dont les longueurs d'onde approchées sont 1973,15 et 1959,63 (int. 3).

Aluminium. — Nous avons trouvé dans le spectre d'étincelle de ce métal, en plus des raies déjà connues, quelques raies nouvelles dont les longueurs d'onde sont 2093,70 (très diffuse), 2081,73 (diffuse), 2074,77 (diffuse), 2062,03 (int. 1), 2045,15 (diffuse), 2022,96 (int. 2), 2016,67 (int. 2).

Ces raies sont visibles sur l'atlas d'Eder et Valenta, mais n'avaient encore donné lieu à aucune mesure.

Cadmium. — Les mesures les plus complètes du spectre d'étincelle sont dues à Eder et Valenta⁽²⁾ et s'étendent jusqu'à 1856,4. Nous les avons notablement complétées dans la partie extrême, ainsi qu'il ressort du tableau suivant (les raies connues sont notées E et V).

CADMIUM

Intensité	Longueur d'onde	Observations	Intensité	Longueur d'onde	Observations
1	2064,46		1	1942,61	E. et V.
1	2062,10	E. et V.	2	1038,91'	E. et V.
1	2060,78		2	1921,55	E. et V.
4	2055,17	E. et V.	1	1919,30	
1	2051,02	Diffuse	1	1914,50	
1	2049,49		2	1900,70	E. et V.
1	2047,95	Diffuse	1	1898,27	
2	2040,81		1	1896,64	
2	2019,17	E. et V.	1	1887,78	
2	2007,55	E. et V.	1	1884,08	
4	2004,10	E. et V.	4	1873,37	E. et V.
3	1994,78	E. et V.	1	1867,73	
2	1976,85	E. et V.	1	1865,34	
1	1965,44	E. et V.	3	1856,10	E. et V.
1	1956,81		2	1855,32	
1	1943,85				

Argent. — Le spectre de l'argent dans l'ultra-violet extrême est particulièrement intéressant au point de vue qui nous occupe, à cause de l'excellente qualité et de la bonne répartition des repères spec-

(1) Voir KAYSER, *Handbuch der Spektroskopie*, t. V, p. 172.

(2) *Ibid.*, p. 283.

troscopiques qu'il fournit. Nous avons fait différentes mesures de ce spectre, en opérant sur de l'argent extrêmement pur. Le spectre de l'argent a déjà été photographié par Handke dans cette région, et nous reproduisons les nombres de cet auteur (rapportés à l'air comme les nôtres), de façon à permettre une comparaison. On verra qu'il existe entre notre liste et celle de cet auteur des écarts bien supérieurs à ceux qui sont compatibles avec notre mode de mesure. Nous pensons qu'ils doivent être attribués en première ligne à la faible dispersion utilisée par Handke et qui lui a, par exemple, fait considérer comme une raie simple le triplet caractéristique situé vers 1932. D'autre part, l'interpolation graphique employée par Handke est une autre cause importante d'erreur que nous avons toujours évitée en faisant des calculs complets. Plusieurs des raies signalées par Handke paraissent devoir appartenir à des impuretés.

ARGENT

Intensité	Longueur d'onde	Longueur d'onde Handke	Différence	Observations
5	1993,65			
3	1986,42			
3	1981,22			
1	1976,29			
4	1975,16			
3	1966,16	1966,0	— 0,16	
2	1960,12	1959,9	— 0,22	
2	1958,55	1958,6	+ 0,05	
5	1956,88	1956,6	— 0,28	
1	1953,87			
3	1952,16	1952,0	— 0,16	Manque
3	1947,71	1947,2	— 0,51	
4	1945,58	1945,1	— 0,48	
3	1944,64	1944,0	— 0,64	
3	1942,40	1941,9	— 0,50	
1	1936,31	1935,8	— 0,51	
3	1932,79			
3		1931,5		
3			1931,78	?
1	1924,62	1923,6	— 1,02	
5	1916,28	1915,1	— 1,28	
2	1912,26	1911,3	— 0,96	
2	1907,72	1906,5	— 1,22	
.	1898,2		Impureté ?
1	1898,08	1896,6	— 1,28	
3	1895,91	1895,0	— 0,91	
3	1893,23	1894,2	— 1,13	
3	1888,82	1887,5	— 1,32	
	1883,7		Impureté ?

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES 637

Intensité	Longueur d'onde	Longueur d'onde Handke	Différence	Observations
.	1880,6		Impureté ?
4	1879,60	1878,4	— 1,20	
1	1878,44	1877,0	— 1,44	
1	1874,14	1873,6	— 0,54	
4	1872,66	1871,9	— 0,76	
.	1871,2		Impureté ?
1	1867,38	1866,5	— 0,88	
3	1866,36	1865,5	— 0,86	
.	1862,3		Impureté ?
3	1859,88	1859,4	— 0,48	
2	1858,15	1857,7	— 0,45	
2	1855,61	1855,3	— 0,31	

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLVIII, n° 19 à 23; 1914.

CH. LALLEMAND. — Sur la question du litre. — P. 1297-1301.

Exposé historique et discussion tendant à établir l'inutilité de l'inscription du *litre* (volume de 1 000 grammes d'eau à 4° et 76 centimètres) comme unité distincte du décimètre cube.

J.-W. NICHOLSON. — Sur les poids atomiques des éléments des nébuleuses.
P. 1322-1323.

La théorie des nébuleuses donnée par M. Nicholson permet de prévoir l'existence d'éléments susceptibles de précéder l'hélium dans la Table périodique et dont la structure peut se définir *a priori*; cette théorie donne pour masse atomique du *nébulium* de Fabry et Pérot⁽¹⁾ la valeur 2,943, alors que les auteurs trouvent 3 expérimentalement; la raie 5007 appartiendrait à un élément de poids atomique 1,31, dont il serait intéressant de vérifier l'existence.

(1) C. R., 6 avril 1914.

LÉON BRILLOUIN. — Diffusion de la lumière par un corps transparent homogène.
P. 1331-1334.

Théorie mathématique établissant des formules plus générales que celles d'Einstein⁽¹⁾ pour la diffusion de la lumière.

A. LÉAUTÉ. — Sur la théorie mathématique du fonctionnement des lignes électriques formées par deux tronçons différents. — P. 1334-1336.

J. DE KOWALSKY. — L'étincelle oscillante comme source économique de rayons ultra-violets. — P. 1337-1339.

On influe sur l'intensité totale et l'intensité relative des raies d'étincelles oscillantes, soit en consommant davantage d'énergie dans l'étincelle, soit en remplaçant un métal par un autre ou même par un alliage, soit enfin en faisant varier le nombre d'étincelles par seconde.

A. DUFOUR. — Sur un oscillographe cathodique. — P. 1339-1341.

Tube de Braun démontable dont l'écran est remplacé par une plaque photographique. Indication d'applications possibles.

RENÉ COSTANTIN. — Fluctuations de concentration dans une émulsion colloïdale.
P. 1341-1343.

La loi de compressibilité d'une émulsion colloïdale permet de vérifier la théorie de Smoluchowski⁽²⁾ sur les fluctuations de densité produites par l'agitation moléculaire : les résultats des expériences antérieures de l'auteur donnent une vérification satisfaisante.

MARCEL MOULIN. — Sur la position du centre de gravité des spiraux munis de courbes terminales théoriques. — P. 1409-1411.

ALBERT TURPAIN. — Microampèremètre enregistreur à inscriptions photographiques et mesures qu'il permet d'effectuer. — P. 1411-1414.

Description d'appareils basés sur l'emploi de champs intenses et

(1) *Ann. de Phys.*, XXXIII, p. 1275 ; 1910.

(2) *Acad. de Cracovie*, décembre 1907.

l'usage de cadres étroits et susceptibles de déceler $\frac{1}{50\ 000}$ de seconde de temps. Indications bibliographiques.

C. GOURÉ DE VILLEMONTÉE. — Propagation de l'électricité à travers l'huile de paraffine. — P. 1414-1416.

Étude de la variation des charges prises par les armatures d'un condensateur en fonction du temps de charge.

LÉON et EUGÈNE BLOCH. — Sur les spectres d'étincelle de quelques éléments dans l'ultra-violet extrême. — Ce vol. p. 633.

Tableau des raies d'As, Sb, Sn, Bi, Al, Cd de 2 100 à 1850 U. A.

R. MARCELIN. — Évaporation des liquides et des solides faiblement surchauffés. P. 1419-1421.

Pour éviter les phénomènes de diffusion et les effets de la surchauffe qui troublent les vitesses d'évaporation, l'auteur a étudié des liquides faiblement surchauffés. Résultats expérimentaux pour la naphthaline, la nitrobenzine et l'iode.

ALPHONSE BERGET. — Sur un sondeur piézométrique. — P. 1465-1467.

Sondeur à pression constitué essentiellement par un manomètre de Cailletet, à dissolution d'argent par le mercure.

FRED. WALLERANT. — Contribution à l'étude du polymorphisme. — P. 1473-1474.

Étude expérimentale des transformations de l'acide malonique, du camphre monochloré, du cinnamate de benzyle, de la benzaldoxime, du paratolyphénylcétone et du trinitrométacrésol.

R.-W. WOOD et L. DUNOYER. — La résonance optique de la vapeur de sodium sous l'excitation d'une seule des raies D. — P. 1490-1492.

Le rayonnement de résonance excité par la radiation D_2 ne con-

tient que cette radiation. Indications sur la méthode de séparation des deux raies D et sur une vérification du fait que le phénomène de résonance est produit uniquement par le centre des raies.

A. BLANC. — Sur un rayonnement accompagnant l'oxydation du phosphore.
P. 1492-1493.

L'oxydation du phosphore produit un rayonnement non déviable, très mou, et qui pourrait être considéré, en une certaine mesure, comme analogue aux rayonnements radioactifs γ .

M. DE BROGLIE. — Sur la spectroscopie des rayons secondaires émis hors des tubes à rayons de Röntgen et des spectres d'absorption. — P. 1493-1495.

Le rayonnement secondaire d'un corps frappé par un faisceau de rayons X sortis du tube par une fenêtre transparente est analysé par la méthode du cristal tournant, ce qui permet de ne pas placer le corps dans le tube même. On trouve pour le cuivre une bande d'absorption pour des longueurs d'onde plus courtes que celles des rayons caractéristiques, fait déjà signalé par Barkla et Sadler.

Selon Bragg et Leybahn, les bandes signalées par l'auteur dans tous les spectres seraient dues à la réduction du bromure de l'émulsion dans le domaine auquel appartiennent les rayons susceptibles de provoquer la fluorescence de l'argent. Le fait paraît plausible.

E. BOUCHET. — Sur un dispositif manométrique pour l'étude des très petites déformations du caoutchouc. — P. 1495-1498.

Un cylindre de caoutchouc est soumis à une pression faible à variation cyclique : si on marque des arrêts, la déformation est nettement élastique; dans le cas contraire, une réactivité apparaît.

L'inverse du module d'Young a varié entre 3,4 et $3,5 \times 10^{-8}$.

Ch. FABRY et H. BUISSON. — Vérification expérimentale du principe de Doppler-Fizeau. — P. 1498-1499.

On observe les anneaux à l'infini d'une lame semi-argentée de 65 millimètres d'épaisseur traversée par la lumière émise par les

bords d'une lame tournante éclairée au moyen d'un arc à mercure. On voit, lorsque l'on passe du bord qui se rapproche au bord qui s'éloigne, les anneaux s'élargir. La vérification du principe s'est faite, sans précaution, à 2 0/0 près.

R. SWYNGEDAUF. — Sur le contrôle de l'isolement d'un réseau triphasé à point neutre isolé. — P. 1500-1502.

Le déplacement du point neutre est bien conforme aux lois démontrées par M. Leprince-Ringuet⁽¹⁾, mais les méthodes indiquées par cet auteur ne sont pas très précises.

JULES ROUX. — Étude de la limite de quelques réactions au moyen de la balance hydrostatique. — P. 1506-1508.

Une balance hydrostatique à plongeur de quartz (à dilatation négligeable) permet de mesurer des densités avec une précision de l'ordre de 10^{-4} . Applications à la mesure des limites de réactions par la méthode classique des mesures de densités.

A. FOCH.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXVII; mars et avril 1914.

F.-P. KERSCHBAUM. — Expériences d'interférence dans un gaz très raréfié. P. 397-414.

L'auteur commence par rappeler l'hypothèse de discontinuité, celles de Planck et d'Einstein et aussi celle de J.-J. Thomson qui, admettant que les perturbations électromagnétiques ne peuvent se propager que le long d'une ligne de force, prend pour quantum lumineux de la perturbation le fond d'un tube de force de section corpusculaire, mais de grande longueur, envoyant un train entier d'oscillations périodiques⁽²⁾. Ces théories expliquent les phénomènes de

⁽¹⁾ *Lumière électrique*, avril et novembre 1911.

⁽²⁾ J.-J. THOMSON, *Electricity and Matter*, 1903.

nature thermodynamique et les effets d'ionisation, mais on se demande s'ils ne sont pas en contradiction avec les expériences de diffraction et d'interférence; pour expliquer celles-ci, J.-J. Thomson a proposé d'admettre que l'énergie du quantum ne demeure pas invariable pendant le passage à travers la matière; les systèmes d'électrons émettraient des vibrations en résonance qui produiraient le même effet que les ondes lumineuses émises; l'énergie serait subdivisée et distribuée plus uniformément dans l'espace après le passage à travers une paroi de verre que dans le cas où la source est dans le même gaz raréfié que les appareils interférentiels⁽¹⁾.

La raréfaction a pour effet d'éviter qu'un tube de force-unité rencontre une molécule gazeuse. Un seul train d'onde ne peut à lui seul produire un phénomène d'interférence.

M. Kerschbaum a réalisé l'expérience dont nous venons de donner le principe.

La source est la radiation de résonance de la vapeur de mercure excitée par la longueur d'onde 2536⁽²⁾, sous une pression partielle de 0^{mm},001.

L'appareil interférentiel est celui de Young modifié par Fraunhofer, il est contenu dans une chambre distincte de celle où on excite la résonance de la vapeur de mercure; de la lumière passe entre deux feuilles de laiton; on constitue ainsi une source lumineuse de 0^{mm},02 × 12 millimètres. La profondeur est de 13 millimètres. Tout l'appareil est contenu dans un tube de quartz.

Une expérience préliminaire a montré qu'en faisant le vide dans la deuxième chambre avec une pompe de Gœde sur du charbon plongé dans l'air liquide, la diffusion de la vapeur de mercure est largement compensée par l'absorption. Il n'y a ainsi fluorescence que dans la première chambre.

Les photographies n'ont montré aucune diminution en nombre ni en intensité des franges quand on passe de la pression atmosphérique à un vide très poussé.

Pour concilier ce résultat négatif avec la conception des quanta, l'auteur propose d'admettre que, sur une ligne de force dans le plan de relation de l'électron, un train d'oscillations peut être émis non dans une direction déterminée, mais suivant une spirale. L'énergie

(1) J.-J. THOMSON, *Camb. Ph. Soc. Proc.*, XVI, p. 643; 1912.

(2) WOOD, *Phil. Mag.*, XXIII, p. 689; 1912.

émise ainsi serait très grande par rapport à celle de la source de lumière et équivaldrait à des ondes sphériques.

A.-M. TYNDALL et H.-G. HUGUES. — Désintégration de la cathode dans un tube à vide. — P. 415-427.

On mesure la désintégration par pesée de la cathode. De grandes variations de pression n'ont pas d'influence sur le phénomène, à courant constant et pour un temps donné; il en est de même de l'âge des cathodes; les gaz occlus n'ont pas d'influence.

La relation linéaire entre la proportion de cathode désintégrée et la densité de courant n'est exacte que si celle-ci est faible. La désintégration cesse à la chute de potentiel cathodique normale. Les auteurs se proposent d'étudier spécialement ce fait important.

A. GRUMBACH.

C.-G. DARWIN. — Choc des particules α contre des atomes légers. — P. 499-506.

L'auteur étend au cas où les atomes, contre lesquels se choquent les particules α , sont aussi légers ou plus légers que ces particules mêmes, les calculs effectués par Rutherford dans le cas où les atomes étaient beaucoup plus lourds. En partant de l'hypothèse fondamentale de Rutherford d'après laquelle la masse de l'atome est portée par le noyau d'électricité positive, il calcule la fréquence des chocs produisant une déviation d'angle donné des particules α . Les résultats obtenus s'accordent avec les expériences de Geiger et Marsden; il n'en serait plus de même si l'on adoptait une autre loi de force que celle de l'inverse du carré des distances.

E. TAYLOR JONES. — Potentiels dans les bobines d'induction. — P. 565-586.

L'auteur montre que la théorie qu'il a développée dans deux numéros précédents [*Phil. Mag.*, t. XVII, p. 28 (1909); *id.*, t. XXII, p. 106 (1911)] suffit pour calculer le potentiel secondaire d'une bobine d'induction et la valeur la plus convenable de la capacité primaire.

GERVAISE LE BAS. — La théorie des volumes moléculaires. — II, p. 740-751.

L'auteur étudie l'influence de l'homologie et de la symétrie des radicaux sur les volumes moléculaires.

KLEEMAN. — Sur la recombinaison des ions produits par les rayons α et sur les électrons libérés dans l'ionisation. — P. 755-756.

Critique des expériences de Campbell (*Phil. Mag.*, janvier 1913).

R.-W. WOOD. — Séparation de raies spectrales voisines pour obtenir une lumière monochromatique. — P. 524-530.

L'auteur indique une méthode très élégante qui permet d'obtenir, à partir d'une source lumineuse comprenant des radiations très voisines, une lumière monochromatique, sans autre perte de lumière que celle qui résulte des réflexions ou absorptions imposées par la traversée du système optique.

On sait que, si un faisceau de lumière monochromatique polarisée rectilignement traverse une plaque d'un cristal biréfringent dont l'axe est à 45° de la direction des vibrations incidentes, pour certaines épaisseurs de la plaque la lumière émergente est polarisée rectilignement dans le même plan que la lumière incidente, et pour d'autres épaisseurs elle est polarisée à angle droit avec la lumière incidente. Il résulte de là que, si la lumière incidente comprend deux radiations monochromatiques voisines, il y aura une épaisseur de la plaque pour laquelle les faisceaux émergents correspondant aux deux radiations sont polarisés à angle droit.

Dans le cas où l'on a affaire aux deux raies D, cette épaisseur est de 32 millimètres.

Voici, d'après cela, quel est le dispositif de M. Wood. L'image d'une flamme de sodium est projetée sur un écran au moyen d'un condenseur formé de deux doublets symétriques. Entre la source et le premier doublet est interposé un prisme biréfringent orienté de telle façon que les vibrations des deux faisceaux émergents soient à 45° de la verticale. Après le second doublet, on place un second prisme biréfringent orienté de façon à donner côte à côte deux images de la source et d'ouverture assez grande pour qu'elles soient séparées

par une distance égale à la largeur de chaque image. Chaque image contient à la fois D_1 et D_2 . On introduit entre les deux moitiés du condenseur un bloc de quartz taillé parallèlement à l'axe qui sera ici vertical, et dont l'épaisseur est de 32 millimètres; entre les deux images primitives se forme une troisième image qui contient seulement D_1 ou D_2 , chacune des images latérales ne contenant plus alors que D_2 ou D_1 . On peut passer facilement de D_2 à D_1 ou inversement en inclinant un peu le bloc de quartz de façon à augmenter ou diminuer un peu l'épaisseur traversée par la lumière. On s'assure du réglage en suivant l'image centrale sur la fente d'un spectroscopie capable de dédoubler les raies D.

R.-W. WOOD. — Note sur une manière de produire une flamme de sodium très intense. — P. 530-531.

On obtient une flamme de sodium extrêmement intense en plaçant sur la grille d'un bec Meker deux ou trois petits morceaux de chlorure de sodium fondus supportés par un fragment de manchon Auer.

R.-W. WOOD et W.-P. SPEAS. — Étude photométrique de la fluorescence de la vapeur d'iode. — P. 531-538.

L'étude photométrique de la fluorescence de la vapeur d'iode à des pressions différentes montre que, pour avoir une fluorescence visible, il faut un nombre suffisant de molécules présentes, mais que, dès qu'elles sont en nombre assez grand pour agir les unes sur les autres, la fluorescence tend à décroître. La pression à laquelle se produit le maximum de fluorescence est d'autant plus faible que le caractère électronégatif des molécules perturbatrices est plus accentué.

F. CROZE.

HAROLD-G. SAVIDGI. — Sur l'intégration d'une classe d'équations différentielles du second ordre. — P. 608-616.

I. Le mémoire commence par l'étude préliminaire de la fonction $U_n(a, x)$ solution de l'équation :

$$(1) \quad \frac{d^2u}{dx^2} + \left(\frac{1}{x} - 1\right) \frac{du}{dx} + \left(\frac{a}{x} - \frac{n^2}{x^2}\right) u = 0$$

et des relations qui existent entre $U_n(a, x)$, $U'_n(a, x)$, $U_{n+1}(a, x)$, etc.

II. L'auteur montre ensuite que par deux changements de variables on peut ramener à la forme (1) l'équation :

$$(2) \frac{d^2t}{dx^2} + 2P \frac{dt}{dx} + \left(P^2 + \frac{dP}{dx} - \frac{p^2 - \frac{1}{4}}{x^2} + qx^{m-2} - rx^{2m-2} \right) t = 0,$$

m, p, q, r , étant des constantes et P une fonction de x . La solution de (2) s'exprime en fonction de $U_n(a, x)$.

J. ROSE-INNES. — Sur l'intégration de l'équation différentielle relative à la propagation d'une onde plane. — P. 669-672.

Étude de l'équation

$$\left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{dp}{d\rho} \frac{d^2y}{dx^2}$$

donnée par lord Rayleigh dans sa *Théorie du son*.

ALFRED-W. PORTER. — Sur la formation des images au moyen d'un disque opaque. — P. 673-674.

Il ne semble pas, jusqu'à présent, que l'on ait constaté que la tache brillante qui se trouve au centre de l'ombre d'un disque opaque éclairée par une source très petite, n'est que l'image de la source lumineuse.

En effet, la source lumineuse n'est jamais ponctuelle et la tache brillante que l'on observe est le lieu des points brillants donnés par chaque point du contour de la source. On a donc la possibilité de photographier des objets très petits en utilisant un disque opaque au lieu d'une lentille.

Le mémoire est accompagné de la reproduction d'un cliché obtenu par l'auteur et M. Talbot Paris en utilisant une source triangulaire et le disque opaque comme lentille.

AUBERT.

P.-B. PERKINS. — Détermination des périodes de transformation de l'émanation du thorium et de l'actinium. — P. 720-731.

Les méthodes électroscopiques ordinaires ne peuvent pas être employées ici à cause de la rapidité de la transformation. On suivait alors la destruction de l'émanation en notant comment variaient les pertes à l'électroscope, quand des capacités de plus en plus faibles étaient successivement connectées en parallèle avec la feuille de ce dernier. Le rapport des capacités était déterminé expérimentalement, et les vitesses de déviation corrigées en ce qui concerne l'accroissement du dépôt actif. Les valeurs ainsi déterminées sont de $54,53 \mp 0,041$ pour le thorium et $3,92 \pm 0,004$ pour l'actinium.

CH. LEENHARDT.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE;

T. XI, n° 4 et 5; 1913.

E. MARCHAND. — Tension superficielle et complexité moléculaire du chlore. — P. 574.

Le chlore liquéfié a été étudié par la méthode des ascensions capillaires entre 0° et 50°; la valeur de la tension peut être exprimée en dynes-centimètres par la formule :

$$\alpha = 21,70 (1 - 0,007742t).$$

Le calcul de la constante K de Ramsay et Shields donne des valeurs comprises entre 2,07 et 2,14, ce qui permet de conclure que le chlore se comporte dans ces conditions comme un liquide normal.

A. BERTHOUD. — Formule de Maxwell généralisée. — P. 577.

Étude mathématique des coefficients de la formule de Maxwell (1), exprimant la loi de répartition des molécules d'un gaz d'après leur

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 1064; 1911.

vitesse, dans le but de rendre cette formule applicable aux gaz non monoatomiques.

M. SKOSSARREWSKI et F. GERMANN. — Dispositif pour réaliser la circulation automatique d'un gaz dans un circuit fermé. — P. 584.

Un récipient en verre communique par sa partie supérieure avec un tube en U dont la branche éloignée est renflée en boule à sa base, avec un autre dont la partie soufflée en boule est sur la branche la plus rapprochée ; si on réunit la partie inférieure de ce récipient avec un réservoir à mercure, en élevant ou abaissant celui-ci, il y aura aspiration de gaz d'un côté et refoulement de l'autre. La réunion dans le sens voulu, par un tube de verre rigide, de deux récipients du même genre, dont les réservoirs de mercure sont fixés aux extrémités d'un balancier, permet de réaliser un courant de gaz continu. Dans un modèle plus simple, ce sont les récipients eux-mêmes qui se déplacent avec le balancier ; mais leur mobilité oblige à employer comme raccords des tubes en caoutchouc.

MAURICE PRUDHOMME. — L'indice de réfraction au point critique. Relation entre le poids moléculaire, le coefficient critique et la densité critique réelle. — P. 589.

La relation $V_c = 3b$ exprime que, à l'état critique, les molécules occupent la même fraction du volume critique. De plus la fraction du volume apparent réellement occupée par les molécules est aussi représentée par $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}$; au point critique $\frac{n_c^2 - 1}{n_c^2 + 2}$ a donc la même valeur, n_c est une constante pour tous les corps. D'après Ph.-A. Guye, on a aussi :

$$M = 1,8K_c \frac{n_c^2 + 2}{n_c^2 - 1} \cdot d,$$

où k_c est le rapport $\frac{T_c}{P_c}$; $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{d}$ la réfraction spécifique ; on peut calculer n_c , à partir des données critiques, ainsi que le volume occupé par les molécules ; ce calcul donne pour le benzène et ses dérivés halogènes : $n_c = 1,1273$ et $\frac{n_c^2 - 1}{n_c^2 + 2} = 0,0828$. On peut donc

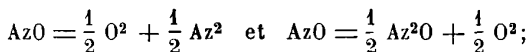
poser :

$$M = AK_c d_c,$$

A étant une constante. Cette constante, calculée d'après les données relatives à un grand nombre de composés organiques, est égale à 22,02, très voisin du nombre 22,41, volume en litres occupé par une molécule gazeuse dans les conditions normales. Donc $K_c d_c$ doit être sensiblement égal au poids en grammes d'un litre de gaz normal. Cette relation est suffisamment exacte pour autoriser à s'en servir à la vérification de certaines données critiques et au choix entre des valeurs trop différentes les unes des autres.

E. BRINER et N. BOUBNOFF. — Réactions chimiques dans les systèmes gazeux fortement comprimés ; étude spéciale de la décomposition de l'oxyde d'azote. Les réactions dans un système homogène gazeux et les « faux équilibres ». — P. 597.

La méthode expérimentale seule possible ici, par suite de l'action de AzO sur le mercure, est celle des tubes fermés. On remplit des tubes capillaires gradués avec AzO purifié liquide et dans des conditions expérimentales suffisamment précises pour pouvoir calculer la pression dans le tube revenu à la température ordinaire ou porté à des températures plus élevées. La réaction se manifeste par l'apparition, après un temps plus ou moins long, d'un liquide bleu dont le volume augmente avec le temps, ce qui permet de suivre la vitesse de la réaction globale. La réaction est en effet complexe et est le résultat de deux autres simultanées.



la première prédomine aux températures élevées. L'oxygène formé se combine avec AzO et aboutit à la formation de Az_2O^3 qui se condense ; à partir de ce moment entrent en jeu des phénomènes purement physiques, dissolution de Az^2 , AzO, Az_2O dans la phase liquide ; Az_2O atteint une proportion telle qu'il subit lui-même une véritable condensation.

L'analyse des produits était faite en partie en ouvrant le tube maintenu à des températures basses appropriées dans un appareil vide muni d'un manomètre où s'exerçait la pression du produit

ayant à cette température une tension sensible. A la température de l'air liquide, Az seul a une tension mesurable et la mesure de cette tension permettant de calculer la quantité d'Az formé ; dans un bain de pentane refroidi à -160° , l'appareil débarrassé de l'azote donne la tension de AzO, vers -100° celle de Az²O. Le liquide restant, qui est un mélange de Az²O² et de AzO³, était comparé par une méthode colorimétrique avec des tubes contenant des proportions connues de ces deux gaz.

Cette réaction est de l'ordre 3,3 ; ce nombre fractionnaire résulte de la complexité du phénomène. Les résultats obtenus entre 50 et 400 atmosphères sont suffisamment nets pour être extrapolés et on trouve que, si, sous une pression de 400 atmosphères, il faut huit heures pour que la décomposition affecte 1/50 du AzO, à la pression atmosphérique il faudrait 910 ans. Contrairement à ce qui a été dit (1), les résultats ne sont pas favorables à la théorie des faux équilibres chimiques.

E. CARDOSO et A.-F.-O. GERMANN. — Tension de vapeur de l'acide chlorhydrique. — P. 632.

Comme complément à la détermination des constantes critiques de l'acide chlorhydrique (2), les auteurs ont déterminé la tension de vapeur de ce corps entre -24° et $51^{\circ},4$ (température critique). La tension en atmosphères peut s'exprimer par deux formules.

Entre $-24^{\circ},4$ et 10° , on a :

$$\log p = 1,40106 + 0,013277 (t + 24,4) - 0,000039978 (t + 24,4)^2.$$

Entre 10° et $51^{\circ},4$:

$$\log p = 1,152048 + 0,010312 (t - 10,2) - 0,000019989 (t - 10,2)^2.$$

A. BOUTARIC. — Sur l'équation $A - U = T \frac{dA}{dT}$. — P. 638.

Les démonstrations données pour cette formule ne sont pas absolument rigoureuses. En prenant en considération la différence d'en-

(1) Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 873 ; 1911.

(2) Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 184 ; 1913.

tropie d'un système qui passe d'un état à un autre, on arrive à une démonstration rigoureuse, mais la formule doit être prise sous la forme :

$$A - U = T \frac{\partial A}{\partial T}.$$

C'est-à-dire que la dérivée qui intervient est la dérivée partielle, toutes les autres variables demeurant constantes, de A par rapport à T.

P. DUTOIT. — Sur les hyposulfites cupro-alkalins. — P. 650.

Étude, dans ce cas particulier, d'une anomalie que présente parfois le titrage par les méthodes physiques (conductibilité, différence de potentiel). Dans ce cas, il se forme des sels complexes plus ou moins solubles qui déplacent le point d'inflexion et peuvent même faire varier sa position suivant le temps employé à l'expérience.

B.-N. MENTSCHUTKIN. — Deuxième index des systèmes binaires étudiés par l'analyse thermique dont un composant au moins est un corps organique. — P. 674.

Revue.

E.-M. ARCHIBALD. — Conductivité électrique des solutions d'alcools et d'acides organiques dans l'acide chlorhydrique et dans l'acide bromhydrique liquides. P. 741.

Les mesures ont été faites par la méthode de Kohlraush en employant des cuves à électrodes larges et très rapprochées, car les résistances à mesurer sont très grandes. La température a varié de -78° à -73° pour les solutions dans l'acide bromhydrique et de -93° à -87° pour les solutions dans l'acide chlorhydrique.

La plupart des alcools se dissolvent dans ces acides et donnent des solutions concentrées; pour les alcools de la série du benzène, le pouvoir conducteur est en général plus grand quand le groupe hydroxyle est dans la position méta; pour les alcools de la série de la paraffine, le pouvoir conducteur est d'autant plus grand que l'alcool est plus bas dans la série. En général, la conductivité moléculaire augmente avec la dilution, ce qui s'explique par la diminu-

tion de viscosité; dans certains cas, elle diminue, il faut alors admettre un électrolyte complexe. Les coefficients de température parfois considérables s'expliquent aussi par la variation de viscosité.

Les acides donnent également lieu à des résultats variables du même ordre. Ainsi la conductivité des solutions des acides monobasiques de la série de la paraffine dans l'acide chlorhydrique augmente à partir de l'acide butyrique en allant vers l'acide formique, mais celui-ci a une conductivité beaucoup plus faible que les premiers acides supérieurs à l'acide butyrique.

R. NASINI et V. BRESCIANI. — La matière à l'état surfondu et discontinuité dans certaines propriétés physiques au voisinage du point de fusion. — P. 782.

Les auteurs se sont proposés d'étudier avec soin le phénomène dit de « Moreschini » qui a remarqué, en étudiant le refroidissement de certaines substances qui entrent facilement en surfusion, que la température du point de fusion était indiquée par un changement d'allure, correspondant à un ralentissement du refroidissement. Il résulte de cette étude ⁽¹⁾ que le phénomène ne paraît pas très général, il se manifeste nettement pour l'acide acétique, l'anéthol, le thymol, mais non pour un grand nombre d'autres substances étudiées, sauf dans quelques cas douteux, l'acide palmitique par exemple.

Le phénomène ne peut être mis en évidence que par la méthode de Moreschini elle-même; cette méthode revient à exprimer la vitesse de refroidissement, c'est-à-dire le temps nécessaire pour parcourir une division du thermomètre en fonction du temps; on prend comme ordonnée la dérivée de la température par rapport au temps au lieu de la température elle-même; cette façon de procéder a l'avantage de faire ressortir les variations dans l'allure du phénomène; elle a l'inconvénient de donner plus de poids aux erreurs expérimentales.

Quand le phénomène existe, on trouve aussi au voisinage de la température de fusion une variation de la chaleur spécifique; au contraire, on n'a pu mettre en évidence aucune anomalie de la densité.

(1) *R. Acc. Lincei*, 5^e série, vol. IX, 341; 1912.

G.-P. PAMFIL. — Pompe automatique à mercure. — P. 800.

Le système fonctionne comme un pulsomètre, et le vide d'une trompe à eau suffit pour faire remonter le mercure par un tube capillaire bouclé, où il est aspiré en chapelet. Les gaz expulsés peuvent être récoltés et renvoyés dans un tube à analyse, le nombre de coups de pompe est de 8 à 12 par heure.

P. LEMOULT. — Sur le calcul des chaleurs de combustion des composés organiques. — P. 805.

Revue.

G. Roy.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XLIII, n^{os} 5, 6 et 7; XLIV, n^{os} 5 à 8; 1914.

E. MERKEL. — La décharge en courant alternatif de faible intensité entre électrodes métalliques. — P. 725-748.

Dans une étude sur l'arc à courant alternatif de faible intensité, Guye et Monasch ont trouvé que, à intensité constante, la tension efficace entre électrodes varie linéairement en fonction de leur écartement, sauf pour les distances très courtes inférieures à 3 millimètres. Dans cette dernière zone qu'ils ont appelée « zone critique », la tension au lieu de décroître augmentait quand on diminuait l'écartement: les valeurs observées présentaient d'ailleurs de grandes irrégularités.

Les présentes recherches ont eu pour objet d'élucider les anomalies de la zone critique. Les auteurs ont relevé à l'aide de l'oscillographe les courbes du courant de décharge et de tension aux électrodes.

Celle-ci présente la forme bien connue qui caractérise la différence de potentiel aux bornes d'un arc à courant alternatif. On y voit une pointe aiguë appelée « bec d'allumage » et un palier correspondant

à la tension de décharge. Les observations montrèrent que l'amplitude du bec d'allumage offre de brusques et continuelles variations. C'est l'origine des irrégularités signalées par Guye et Monasch (1).

Après une série de recherches, les auteurs remarquèrent que les rayons ultra-violetes ont pour effet de supprimer au moins momentanément ces irrégularités. Grâce à cet artifice, qui permet d'obtenir des valeurs bien déterminées pour la tension d'allumage, les auteurs purent réaliser un grand nombre de mesures quantitatives qui conduisirent aux conclusions suivantes.

La tension de décharge croît toujours proportionnellement à la distance des électrodes. Il n'en est pas de même de la tension correspondant à l'allumage. Celle-ci décroît d'abord avec l'écartement des électrodes suivant une loi linéaire, puis, pour une distance assez courte, elle commence à croître, passe par un maximum et diminue ensuite rapidement. On retrouve donc l'anomalie caractéristique de la zone critique, même en l'absence des irrégularités supprimées grâce aux rayons ultra-violetes.

Les auteurs firent varier les conditions expérimentales, en particulier l'intensité de courant, le métal des électrodes, la nature du gaz ambiant et sa pression. Ils constatèrent que la zone critique est plus étendue dans l'hydrogène que dans l'air ou l'acide carbonique et qu'elle s'élargit aux faibles pressions. La tension de décharge atteint sa valeur la plus élevée dans l'hydrogène et la plus basse dans l'air, tandis que l'amplitude du bec d'allumage est beaucoup plus grande dans l'air que dans l'hydrogène et l'acide carbonique. La nature du métal des électrodes n'influe pas sur la tension de décharge, et elle n'a d'action importante sur la tension d'allumage que dans le cas où le gaz est l'acide carbonique.

PAUL DE LA GORCE.

N. LENZ. — Calcul de la longueur d'onde propre des bobines à une seule couche de spires. — P. 749-797.

Cette question avait déjà été étudiée par Drude (2), qui avait fait de nombreuses expériences à ce sujet et était arrivé à la relation :

$$\lambda = 2L . f ;$$

(1) GUYE et MONASCH, *L'Éclairage électrique*, t. XXXIV, p. 305, et t. XXXV, p. 18; 1903.

(2) *Annalen der Physik*, t. IX, p. 293; 1902.

λ , longueur d'onde ; L, longueur du fil enroulé avec :

$$f = 4\alpha\pi \frac{R}{2l} \frac{2 + \left(\frac{2l}{R}\right)^2 + \left(\frac{R}{2l}\right)^2}{10 + 4\left(\frac{2l}{R}\right)^2 + 3\left(\frac{R}{2l}\right)^2};$$

R, rayon de la bobine de longueur $2l$.

L'expérience conduisant à attribuer à α la valeur 1,26, la formule n'étant du reste valable que pour $\frac{l}{R} > 1$. Pratiquement l'expérience avait montré à Drude que la valeur de f variait un peu avec le rapport $\frac{h}{2r}$ (h , pas de l'enroulement ; r , rayon du fil).

L'auteur cherche à établir des formules théoriques en supposant la capacité de la bobine uniformément répartie.

Dans le cas de bobines courtes ($\frac{R}{l} > 3$), il arrive à la formule :

$$(1) \quad \lambda = \sqrt{\frac{\varepsilon_i + \varepsilon_a}{2}} \quad \frac{\pi}{2} L \sqrt{2 \log \text{nép} \frac{16R}{l} - \frac{7}{2}},$$

ε_i et ε_a étant les pouvoirs inducteurs spécifiques du milieu ambiant et du noyau (qui était plus long que la bobine). Cette formule n'est valable que si la résistance est plus petite que l'impédance et si $\frac{\pi R}{h} > 10$. Le nombre des spires doit être grand.

Comparée aux mesures de Drude cette formule conduit pour f à des valeurs trop faibles, d'autant plus faibles que le rapport $\frac{h}{2r}$ est plus petit.

Lindemann a mesuré la longueur d'onde d'une bobine de 138 spires, pour laquelle $\frac{h}{2r}$ était égale à 1,5 et $\frac{l}{R}$ à 0,122, il a trouvé $f = 2,06$ tandis que la formule (1) conduisait à $f = 1,965$.

D'après Drude, on aurait eu environ $f = 2,3$.

Pour le cas des bobines longues, l'auteur trouve que la longueur d'onde doit être plus grande que :

$$(2) \quad \lambda = 2L \sqrt{\varepsilon_a + (\varepsilon_i - \varepsilon_a) \frac{\pi R}{4l} J_1(ix) H_0^{(1)}(ix)} \sqrt{\frac{J_1(ix) H_1^{(1)}(ix)}{J_0(ix) H_0^{(1)}(ix)}}.$$

avec

$$x = \frac{\pi R}{2l},$$

J_0, J_1 étant des fractions de Bessel, H_0, H_1 des fractions cylindriques de Hankel. Pour de grandes valeurs de l ($\frac{l}{R} > 15$), cette expression conduirait à :

$$(3) \quad \frac{1}{f^2} = 2 \log \text{nép} \frac{2l}{R} - 2,058.$$

Cette expression (3) permet de calculer la limite inférieure f .

En raccordant sur une même figure la courbe représentant en fonction de $\frac{l}{R}$ les valeurs de f déduites de (1), qui conviennent pour les bobines courtes, et les valeurs de f déduites de (8), qui peuvent convenir pour des bobines longues, l'auteur pense obtenir ainsi par interpolation une courbe permettant de connaître f dans tous les cas, mais ce n'est que pour les bobines longues que cette courbe conduit à des résultats se rapprochant des mesures de Drude.

OTTO SZASZ. — Contribution mathématique au travail précédent de M. Lenz. — P. 798-809.

Développement relatif à des procédés de calcul utilisés dans le mémoire ci-dessus.

R. JOUAUST.

A.-D. FOKKER. — Energie moyenne d'un doublet électrique ayant un mouvement de rotation dans un champ de rayonnement. — P. 810-820.

La méthode directe pour le calcul de la chaleur spécifique des solides, si l'on admet l'existence d'oscillateurs analogues aux résonateurs de Planck, peut-elle s'appliquer au cas de l'hydrogène à basse température, c'est-à-dire au cas d'un doublet électrique ayant un mouvement de rotation? L'auteur montre qu'on aboutit ainsi à des résultats en contradiction absolue avec l'expérience. Il paraît

difficile de se rendre compte comment la même méthode conduit dans un cas à des résultats très exacts, dans l'autre à des résultats complètement faux.

ARTHUR ROSENTHAL. — Théorie des gaz à partir de l'hypothèse quasi-ergodique. — P. 894-904.

Puisque l'existence d'un système gazeux ergodique est impossible ⁽¹⁾, il faut chercher une autre base à la théorie des gaz. L'auteur montre que l'hypothèse quasi-ergodique de Pet I Ehrenfest peut servir à cet effet. Ces auteurs admettent que le mouvement propre d'un système gazeux est tel que ce système finit par passer aussi près que l'on veut de tout point de la surface d'énergie (possible au point de vue physique).

De cette hypothèse on peut déduire la moyenne du temps d'une fonction de phase et la distribution de densité superficielle que Maxwell et Boltzmann ont obtenu à partir de l'hypothèse ergodique.

La théorie se poursuivrait ensuite indépendamment de l'hypothèse ergodique ou non ergodique.

P. JOB.

B. WEINSTEIN. — Sur la mécanique de Minkowski. La constante d'univers, la mécanique des systèmes. — P. 929-954.

L'auteur s'occupe dans ce travail de plusieurs difficultés que présente la théorie de la relativité. Il examine et discute certains points des études de Einstein, Abraham, Minkowski, Herglotz, Nother, von Ignatowski, Born et Wisniewski.

E.-M. LÉMERAY.

J. STARK. — Observations relatives à l'action du champ électrique sur les raies spectrales : I. Effet transversal. — P. 965-982.

J. STARK et WENDT. — II. Effet longitudinal. — P. 983-990.

J. STARK et H. KIRSCHBAUM. — III. Relation entre l'effet du champ électrique et l'intensité du champ. — P. 991-1016.

J. STARK et H. KIRSCHBAUM. — IV. Relation entre l'effet du champ électrique et la nature des raies. — P. 1017-1047.

Dans cette série de mémoires, dont le premier est la reproduction

(1) ROSENTHAL, *Ann. de Phys.*, XLII, p. 776; 1913; et Plancherel, *ibid.*, p. 1061.

de la note présentée à l'Académie des sciences de Berlin et où se trouvent décrits les caractères généraux du phénomène qu'il a découvert⁽¹⁾, Stark expose en détail les résultats plus étendus et plus précis qu'il a obtenus en collaboration avec Wendt et Kirschbaum.

I. LA MÉTHODE EXPÉRIMENTALE. — Elle est essentiellement la même que celle décrite dans le premier mémoire. Le tube à rayons-canaux est alimenté par le courant d'une bobine d'induction ou d'une batterie d'accumulateurs à haute tension. Le champ électrique extérieur est établi entre la cathode perforée et une électrode auxiliaire, placée à une distance de la première assez faible pour que l'espace obscur de Crookes puisse atteindre facilement une largeur beaucoup plus grande. On observe alors le phénomène perpendiculairement à la direction du champ électrique, suivant la tranche du petit condensateur ainsi formé. Pour observer le phénomène parallèlement à la direction du champ et éviter l'action perturbatrice de l'effet Doppler, Stark et Wendt ont employé le dispositif suivant : La cathode à rayons-canaux est un disque percé en son milieu d'une seule fente de 3 millimètres de longueur sur 1^{mm},5 de large, qui laissera pénétrer un faisceau bien défini de rayons-canaux à l'intérieur du champ électrique extérieur produit entre les armatures d'un petit condensateur. Ces armatures sont placées derrière la cathode normalement à celle-ci, et leur distance est précisément égale à la largeur de la fente.

L'armature négative est isolée ; l'armature positive est soudée à la cathode et percée de trous de 1 millimètre de largeur qui permettront d'observer suivant la direction du champ. De cette façon on n'est pas gêné par l'effet Doppler ; en effet c'est seulement au voisinage immédiat de l'armature négative que la composante normale au champ de la vitesse des rayons-canaux aura pu prendre une valeur assez considérable, et l'émission de cette couche très mince sera négligeable par rapport à celle du reste des rayons-canaux.

Stark et Kirschbaum ont étudié l'action du champ électrique sur les spectres de l'hydrogène, de l'hélium, de l'azote, du carbone, du mercure, du thallium, du magnésium, des métaux alcalins et alcalino-terreux. Dans le cas de gaz mentionnés en premier lieu, le tube à rayons-canaux était rempli de ces gaz, purs ou mélangés. Avec certains métaux, il suffisait de laisser distiller dans le tube un peu de leur vapeur dégagée du métal pur ou l'un de leurs composés par

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. IV, p. 34-37 ; 1914.

élévation de température : c'est ainsi qu'ont été étudiés les spectres du mercure et celui du thallium. Dans d'autres cas le tube étant rempli d'oxygène, le métal ou l'un de ces sels était incorporé à l'armature positive du condensateur ; ce procédé a été appliqué à l'aluminium à l'état métallique, aux métaux alcalins et alcalino-terreux et au magnésium à l'état de chlorure.

Les spectrographes employés ont été tantôt un spectrographe à prismes très lumineux, tantôt un réseau Rowland concave de $1^m,5$ de rayon, de $3,2 \times 5$ centimètres de surface striée, comptant 15.000 traits au pouce, monté suivant le dispositif de Rowland. L'image de la source lumineuse était projetée sur la fente du spectrographe après avoir été dédoublée au moyen d'une lame de spath taillée parallèlement à l'axe. Dans le cas de l'observation longitudinale, une lame de mica quart d'onde, dont l'axe est à 45° de l'horizontale, était placée devant le spath.

II. RÉSULTATS. — 1° *Caractères généraux du phénomène transversal et du phénomène longitudinal.* — Dans le phénomène transversal, les raies, qui sont modifiées sur le champ électrique, sont divisées en composantes polarisées rectilignement, les unes parallèlement, les autres perpendiculairement au champ.

Dans le phénomène longitudinal, on observe seulement les composantes qui, dans le phénomène transversal, étaient polarisées parallèlement au champ, mais alors elles ne sont plus polarisées. Le phénomène longitudinal a été étudié seulement dans le cas de l'hélium et de l'hydrogène.

Dans certains cas, dont celui des raies de l'hydrogène est le type, les composantes électriques sont à peu près symétriquement disposées par rapport à la raie initiale et présentent alors dans leur ensemble un type symétrique soit au point de vue de leurs positions, soit au point de vue de leurs intensités relatives. Dans d'autres cas, l'ensemble du système des composantes est fortement décalé par rapport à la raie initiale du côté des courtes longueurs d'onde ; alors la distribution des positions et des intensités relatives des composantes est aussi dissymétrique.

2° *Variations du phénomène avec les spectres.* — D'une part, le phénomène n'a pu être observé, même avec des champs de 47.000 volts par centimètre, ni sur les raies des bandes négatives de l'azote, ni sur celles du second spectre de l'hydrogène, ni sur les raies non sériées du carbone.

D'autre part, dans les spectres à séries convergentes, on a obtenu les résultats suivants :

a) Dans les séries de doublets ou de triplets, les composantes naturelles d'un doublet ou d'un triplet subissent toutes à peu près la même décomposition électrique : d'autre part, le nombre des composantes électriques de chaque raie ou au moins la grandeur de l'écart va en croissant à mesure qu'on considère des termes de rang plus élevé de la série ;

b) Les raies des premières séries secondaires (séries diffuses) sont beaucoup plus fortement décomposées que celles des séries principales et des deuxièmes secondaires (séries étroites) ; d'autre part, les décompositions sont plus fortes sur les raies des séries simples que sur celles des séries de doublets et surtout que sur celles des séries de triplets ;

c) Les raies correspondantes d'une série principale et d'une deuxième série secondaire présentent des séparations du même type et du même ordre de grandeur ; on a affaire en général à deux composantes électriques polarisées placées toutes deux du côté des grandes longueurs d'onde par rapport à la raie initiale, celle des composantes qui correspond à des vibrations de Fresnel parallèles au champ étant plus écartée de la raie initiale que celle qui correspond à des vibrations perpendiculaires au champ. Si on considère des termes de rang élevé, on peut avoir deux composantes de chaque polarisation au lieu d'une seule. C'est ce qui arrive pour le quatrième terme de la série principale des raies simples de l'hélium, λ 3613,78. Cette série présente d'ailleurs une anomalie : pour chaque polarisation, la composante principale est placée du côté des plus courtes longueurs d'onde par rapport à la raie initiale ;

d) Dans les premières séries secondaires, on a des décompositions plus compliquées et variables d'un élément à un autre. Ainsi, avec l'hydrogène, on a une décomposition symétrique, et la distribution des positions et des intensités des composantes pour un champ de 28.500 volts par centimètre est donnée par le tableau suivant, où les distances à la raie initiale sont comptées avec le signe + si la composante s'est déplacée vers les grandes longueurs d'onde et avec le signe — dans le cas contraire.

λ	Distance des composantes vibrations parallèles	i	Vibrations perpendiculaires	i
H_{α} 6 563,04	+ 3,42	6	+ 0,18	8
	- 3,15	3		
H_{β} 4 861,49	+ 4,18	10	+ 2,23	8
	+ 0,89	1	+ 0,89	1
	- 4,01	7	- 2,14	6
H_{γ} 4 340,66	+ 6,72	6	+ 4,41	4
	+ 1,53	1	+ 0,89	4
	- 1,88	1	- 4,18	2
	- 6,23	4		
H_{δ} 4 101,85	+ 8,54	3	+ 6,27	2
	+ 3,56	1	+ 1,90	1
	- 1,80	1	- 2,36	1
	- 9,16	2	- 6,72	1

Avec les autres corps tels que l'hélium, le lithium, on obtient des décompositions en général dissymétriques, où le nombre des composants et la grandeur des écarts sont du même ordre de grandeur que dans le cas de l'hydrogène ;

e) Il n'apparaît pas de relation simple entre les décompositions des séries correspondantes des séries des divers éléments étudiés ; la grandeur des écarts semble décroître quand augmente le poids atomique.

3° *Variation avec l'intensité du champ.* — Dans le cas des décompositions peu dissymétriques, comme celles de l'hydrogène, l'écart des composantes extrêmes de chaque polarisation croît proportionnellement au champ ; dans le cas des fortes dissymétries, l'écart semble croître un peu plus lentement, mais les mesures sont ici peu précises et ne permettent pas de déterminer exactement la loi de variation. Dans tous les cas, l'écart est plus grand pour les vibrations parallèles que pour les vibrations perpendiculaires au champ.

L'intensité des composantes électriques varie beaucoup avec le champ. D'une façon générale, on constate que, pour les valeurs faibles du champ, jusqu'à 10.000 volts par centimètre, la composante extrême de plus grande longueur d'onde est beaucoup plus intense que l'autre composante extrême ; quand le champ augmente, le rapport des intensités tend vers l'unité. D'autre part, quand il existe entre les composantes extrêmes des composantes intérieures, l'intensité de ces dernières, très faible d'abord, augmente avec le champ jusqu'à devenir égale à celle des composantes extérieures.

4^o *Relation de l'effet électrique avec les autres variations spectrales.* — On sait depuis longtemps que les raies s'élargissent quand on les produit dans une atmosphère à pression élevée ou au moyen d'une forte étincelle condensée, et que pour certaines raies ces élargissements ne peuvent pas s'expliquer entièrement par l'effet Doppler. On trouve que ce sont précisément ces dernières raies qui sont le plus sensibles à l'effet électrique. Dans une même série, telle que celle de l'hydrogène, la croissance d'un terme à l'autre du phénomène de l'élargissement est exactement parallèle à celle de l'effet électrique. De plus, les raies qui s'élargissent d'une façon dissymétrique, telles que celles du Li et de He, présentent des décompositions électriques dissymétriques dans le même sens.

On constate un parallélisme du même ordre entre l'effet électrique et le déplacement des raies spectrales vers les grandes longueurs d'onde sous l'effet de la pression. En effet, sauf pour l'hélium, où le déplacement du système des composantes électriques se fait vers le violet, et pour l'hydrogène, où la dissymétrie est peu accentuée, l'effet électrique produit, de même que l'effet de la pression, un déplacement vers les grandes longueurs d'onde. D'autre part, la sensibilité des raies à l'effet électrique est exactement parallèle, dans tous les cas étudiés jusqu'ici, à leur sensibilité à l'effet de la pression.

W. VOIGT. — Sur l'effet Zeeman dans les séries de raies multiples et en particulier sur le triplet λ 3947 de l'oxygène. — P. 1137-1164.

L'auteur étend au cas des séries de triplets, et en particulier à celui du triplet λ 3947 de la série principale de l'oxygène, la théorie de l'effet Zeeman qu'il a développée pour les séries de doublets du type D ⁽¹⁾. Il ne s'agit d'ailleurs que d'une extension provisoire.

August WIEGREFE. — Les formules de réflexion de Fresnel et la loi de la réfraction pour un angle d'incidence et un angle de réfraction complexes. — T. XLIV; p. 283-288.

L'auteur démontre, d'après les principes de la théorie de Sommerfeld, que la double détermination, qui existe dans les formules de réflexion de Fresnel en même temps que dans la loi de la réfraction,

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. IV, p. 142-146 ; 1914.

permet de discuter, dans le cas des angles d'incidence et de réfraction imaginaires comme dans le cas des valeurs réelles, la distribution des déterminations positive et négative de l'angle de réfraction sur les deux feuilletts de la surface de Riemann caractéristique :

H. WERNER. — Mesures d'étalons de longueurs d'onde du système international dans la région rouge du spectre. — P. 289-296.

L'auteur a déterminé, par la méthode interférentielle de Fabry et Buisson, en prenant comme raie de comparaison Fe 6494, 993, I. A., les longueurs d'onde à 0,002 I. A. près de plusieurs raies rouges du spectre de l'arc dans le vide du Ba. Voici le tableau de ces longueurs d'onde avec les intensités approchées des raies correspondantes:

	λ	i	λ	i	λ	i	λ
9	5 971,709	10	6 482,920	5	6 863,702	3	7 439,688
9	5 997,098	13	6 496,918	10	7 059,937	3	7 488,093
9	6 019,480	9	6 498,769	9	7 120,344	2	7 642,818
9	6 063,125	10	6 527,324	5	7 193,246	5	7 672,104
10	6 110,794	9	6 593,341	3	7 228,813	4	7 780,497
20	6 141,728	9	6 673,286	7	7 280,313	3	7 905,770
8	6 341,693	10	6 693,853	5	7 392,423	2	7 911,353
9	6 430,833	2	6 771,783	3	7 417,350		

F. CROZE.

A. COEHN et H. MOZER. — Sur l'électrisation des gaz au contact de liquides conducteurs ou isolants. — P. 1048-1078.

Les auteurs font barboter, sous pression constante, le gaz préparé par électrolyse; il rencontre ensuite une toile de fil de platine en communication avec un électromètre à quadrants sensible.

Les premières expériences ont montré que l'oxygène, l'azote et l'hydrogène se chargent négativement après barbotage dans l'eau distillée.

Une solution de nitrate de potassium sert d'étalon dans les recherches faites sur les électrolytes. A de faibles concentrations, elle charge l'oxygène négativement; à une concentration de 0,0102 normale par litre, il se produit un changement de signe; le fait est général: le point d'inversion des solutions salines se trouve à une dilution plus grande que celui des acides et des bases. Dans la

potasse, la concentration d'inversion est d'environ $2 \cdot 10^{-2}$; celle des acides est supérieure à 10^{-3} .

Dans le cas de l'hydrogène, la concentration d'inversion des acides est très basse ($8 \cdot 10^{-4}$ normal pour HCl et SO^4H^2); celui de la potasse est à 0,065 et celui des sels est au moins égal à 0,05.

Ce résultat présente une analogie évidente avec les résultats fournis par les mesures d'ascension électrocinétique ⁽¹⁾ et les règles de l'osmose électrique de M. Perrin, mais le fait que le sens du phénomène est indépendant de la nature de l'électrolyte, sel base ou acide, montre que la différence de potentiel étudiée ici n'a aucun rapport avec la tension de dissolution du gaz. Les corps non conducteurs ne produisent pas d'inversion.

Pour étudier le signe de la charge due au barbotage dans un liquide diélectrique, les auteurs ont mesuré la charge du liquide, à cause de la volatilité de la plupart des produits employés. Ces liquides se chargent positivement, la charge étant d'autant plus grande que la constante diélectrique est plus élevée. L'acétone fait, il est vrai, exception à cette règle; MM. Coehn et Mozer attribuent cette divergence à sa volatilité.

Ils ajoutent que les corps « actifs » et « inactifs » de M. de Broglie ⁽²⁾ ne sont autres que les corps à grande et à faible constante diélectrique. M. L. Bloch avait trouvé une élévation du nombre de l'eau par addition de phénol; l'alcool et l'éther produisent le même effet; l'urée et le sucre de canne sont inactifs. Les auteurs croient à une influence de la volatilité.

Quincke a montré que les bulles d'air dans l'eau pure sont chargées négativement ⁽³⁾. Le sens de la déviation électrostatique due à un champ transversal de 2.000 volts-centimètres confirme ce résultat.

Ce signe de la charge serait en relation avec la manière dont les bulles se détachent de l'électrode dans une solution acide ou alcaline; l'hydrogène se dégage plus facilement dans la première que dans la seconde.

En recueillant le gaz dans un condensateur dont une armature est chargée soit positivement, soit négativement, on constate que les gaz ne contiennent pas de charges positives, après barbotage dans les

⁽¹⁾ COEHN et RAYDT, *Ann. de Phys.*, XXX, p. 777; 1909.

⁽²⁾ *Ann. de Ch. et Ph.*, XVI, p. 50; 1909.

⁽³⁾ *Pogg. Ann.*, CXIII, p. 568; 1861.

diélectriques liquides; l'addition d'électrolyte fait apparaître des charges positives qui, au point d'inversion, sont équivalentes aux charges négatives.

F. PASCHEN et K. MEISSNER. — Contribution à l'étude des séries des spectres de l'indium et du gallium. — P. 1223-1228.

Séries analogues aux séries principales de l'aluminium et du thallium décrites précédemment ⁽¹⁾. L'indium vaporisé dans l'arc au charbon fournit un spectre de lignes analogue à celui du thallium.

Données numériques.

A. GRUMBACH.

G. GOTTSTEIN. — Sur la validité des relations thermodynamiques relatives aux effets Peltier et Thomson et sur les effets galvano et thermomagnétiques dans les conducteurs à nombre variable d'électrons. — P. 1079-1100.

1° L'auteur a mesuré les coefficients de l'effet Peltier π et de l'effet Thomson μ pour un certain nombre de conducteurs métalliques, tels que le graphite, le silicium, dont on interprète les propriétés en admettant que le nombre d'électrons libres qu'ils renferment varie avec la température. Les phénomènes irréversibles y ont une importance particulière; cependant les relations :

$$e = -\frac{\pi}{T} \text{ et } \frac{de_2}{dt} = \frac{\mu_1 - \mu_2}{T}$$

sont vérifiées avec la même approximation que dans les bons conducteurs, la première avec une grande exactitude, la seconde moins bien.

2° L'auteur a aussi mesuré les effets Hall, Ettinghausen, Leduc et Nernst obtenus avec ces conducteurs. Pour l'effet Hall isotherme des corrections importantes sont nécessaires. Malgré cela, les mesures faites s'accordent assez bien avec les conclusions de la théorie électronique élémentaire des métaux.

M. SOURY.

(1) F. PASCHEN, *Ann. de Ph.*, XXIX, p. 625; 1909.

J. de Phys., 5^e série, t. IV. (Août-Septembre 1914.)

G. NÖRDSTROM. — Les lois de la chute et les mouvements planétaires dans la théorie de la relativité. — P. 1101-1110.

Application de la seconde théorie de l'auteur (1).

Loi générale du mouvement d'une masse ponctuelle dans un champ statique. — Le potentiel est une fonction du lieu seul. On a :

$$(1) \quad -g(\Phi) v \nabla \Phi = \frac{1}{1-q^2} v \frac{dv}{dt} \quad \left(q = \frac{v}{C} \right).$$

or $g(\Phi) = \frac{e^2}{\Phi'}$ (2). Le champ étant statique, on a :

$$v \nabla \Phi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d\Phi'}{dt}.$$

Substituant dans (1) et intégrant, on obtient :

$$(2) \quad x^2 \Phi'^2 = 1 - q^2 \quad (x, \text{ constante d'intégration}).$$

Comme, d'après la théorie de l'auteur, la masse d'inertie est proportionnelle au potentiel, le rapport $\frac{m}{\sqrt{1-q^2}}$ est constant. En tenant compte de ces résultats, on met les équations du mouvement sous la forme :

$$(3) \quad \frac{dv}{dt} = - (1 - q^2) \frac{e^2}{\Phi'} \nabla \Phi'.$$

APPLICATIONS. — *Chute dans un champ homogène parallèle à OZ.* — On a dans ce cas :

$$\Phi' = \Phi'_0 - Fz.$$

Φ'_0 et F sont des constantes. On voit de suite que suivant la valeur de z , Φ' peut devenir nul et même négatif. L'auteur observe que ces deux cas sont fort douteux ; un corps amené dans un domaine où Φ' est nul aurait une masse nulle et serait indéfiniment étendu. Seules les valeurs positives de Φ' ont un sens physique, et un champ homogène ne peut être illimité. Pour un mouvement normal au champ, l'équation (3) donne :

$$v_x = C^{te}, \quad v_y = C^{te}.$$

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. IV, p. 150; 1914.

(2) *Id.*, p. 153.

Pour un mouvement parallèle au champ, elle donne :

$$\frac{d^2z}{dt^2} = (1 - q^2 \frac{c^2}{\Phi'}) F.$$

Substituant la valeur de Φ' et intégrant, on obtient, en choisissant convenablement les origines :

$$z = \frac{c^2}{g_0 F} \left\{ 1 - \cos \frac{g_0 F}{c} \sqrt{1 - q_0^2} \cdot t \right\} (g_0, q_0, \text{ constantes}).$$

On arrive donc à ce résultat :

Un corps lancé dans un champ homogène décrirait une sinusoïde autour du lieu $\Phi' = 0$; mais l'auteur rejette ce résultat pour plusieurs raisons : une masse ponctuelle est en fait un corps fini ; les équations différentielles ne sont valables que si le mouvement est quasi stationnaire ; $\frac{c^2}{\Phi'}$ est supposé constant dans tout le corps, ce qui ne saurait être le cas. En fait on n'a affaire qu'au début d'une oscillation. Si l'on développe z en série entière, on a :

$$z = \frac{1}{2} g_0 F (1 - q_0^2) t^2 + R.$$

Pour des valeurs modérées de t , les termes R qui contiennent en dénominateur les puissances croissantes de c sont négligeables en comparaison du premier. Si l'on néglige q_0 devant l'unité, on retombe sur la loi classique.

Mouvements planétaires. — La masse de gravitation M du corps central étant très grande par rapport à celle de la planète, on peut le considérer comme immobile ; le potentiel prend la forme :

$$\Phi' = \Phi_0 - \frac{M}{4\pi r}.$$

L'auteur s'appuie sur l'équation (2) et sur le théorème des aires :

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = f (f, \text{ constante}),$$

pour établir l'équation du mouvement. Le résultat est celui-ci :

Soient r_1 et r_2 les valeurs extrêmes de r et A la constante :

$$\frac{c^2}{f^2} (x^2 \Phi'^2 - 1).$$

Si l'on a $Ar_1r_2 = 1$, l'orbite est une ellipse dont un foyer coïncide avec le corps central. Sinon l'on a :

$$Ar_1r_2 = 1 + \delta,$$

δ étant une constante positive. Alors la planète décrit une ellipse dont le grand axe tourne en sens contraire et d'un mouvement uniforme autour du foyer fixe ; l'angle entre deux maxima de r n'est plus 2π , mais un angle un peu plus petit. Dans le cas Soleil-Terre, la différence serait de 0,0063 seconde d'arc. Cette rotation annuelle du grand axe est très petite en comparaison des perturbations astronomiques.

E.-M. LÉMERAY.

JOSEPH PETERSON. — Encore une remarque sur l'origine des sons de combinaison. — P. 4111-4116.

Réponse à la note de M. Schaefer (1). Conclusion : tous les sons de combinaison, qu'ils soient subjectifs ou objectifs, et de même tous les autres sons résultant de sons primaires, ont pour origine des périodicités qui sont objectives pour les terminaisons nerveuses sises dans le limaçon. Les physiologistes et les psychologues peuvent en toute tranquillité abandonner aux physiciens la recherche de leur mode exact de production, et s'appliquer au problème de l'analyse des sons primaires par l'oreille.

P. LUGOL.

A. IGNATIEFF. — Mesure interferométrique des longueurs d'onde dans l'infra-rouge. — T. XLIII, n° 8 ; p. 4117-4136.

L'auteur a appliqué la méthode de Fabry et Perot ; pour la mesure des longueurs d'onde, il emploie deux procédés, ou bien il photographie la phosphorescence produite par les raies d'interférence, ou bien il se sert de la pile thermoélectrique.

En prenant pour base la raie 5015,6815 de l'hélium, il a trouvé que la raie 40830 de l'hélium est double, les longueurs d'onde étant $40830,30 \pm 0,01$ et $4829,11 \pm 0,02$. La raie 20581 de l'hélium est

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 928 ; 1913.

simple : sa longueur d'onde est $20383,31 \pm 0,02$. Enfin la raie 10394 du cadmium est simple et sa longueur d'onde est de $10394,66 = 0,02$.

P. JOB.

W. JÄGER et H. VON STEINWEHR. — Le thermomètre à résistance de mercure comme échelle de température empirique facilement reproductible. — P. 1165-1185.

Le thermomètre à résistance de platine permet d'évaluer facilement la température normale t , la résistance r_t à cette température étant liée à la résistance r_0 à zéro par la relation

$$r_t = r_0 (1 + \alpha t + \beta t^2).$$

La connaissance des points 0, 100 et $444^{\circ},5$ (fusion du soufre) permet la détermination des constantes α et β . L'inconvénient de cet appareil, c'est qu'il n'est pas reproductible, c'est-à-dire que les constantes α et β doivent être déterminées pour chaque appareil.

Le thermomètre à résistance de mercure ne doit pas présenter cet inconvénient, car il est facile d'obtenir le mercure pur, et le quartz qui sert d'enveloppe ayant un faible coefficient de dilatation, son influence est petite et doit peu varier d'un échantillon à l'autre.

Dans le présent travail, les auteurs ont cherché à vérifier que le rapport de deux résistances mercurielles était indépendant de la température, remettant à une prochaine communication la publication de la relation donnant en fonction de la résistance à zéro la résistance pour une valeur t de la température normale.

Les résistances utilisées étaient constituées par des tubes de quartz remplis de mercure, ayant environ 1 mètre de long, $0^{\text{mm}},9$ de section et repliés en W. Ces tubes débouchaient dans des récipients également en quartz, mais de plus grande section, dans chacun desquels aboutissaient deux fils de platine, l'un servant à amener le courant, l'autre servant pour la mesure de la résistance. La comparaison de ces résistances a été faite par la méthode du pont de Thomson, les bras intérieurs étant de 20 ohms et les bras extérieurs de 100 ohms.

L'équilibre s'obtenait en shuntant les bras du pont, et la méthode potentiométrique était utilisée pour l'évaluation des résistances auxiliaires de connection. Entre 6° et 100° , le rapport de deux de ces

résistances s'est montré indépendant de la température aux erreurs d'expérience près.

R. JOUAUST.

C. CRANZ et BR. GLATZEL. — L'écoulement des gaz à de hautes pressions (1^{re} partie). — P. 1186-1204.

Dans ce premier mémoire, les auteurs décrivent, d'après des photographies, l'écoulement des gaz de la poudre à la bouche d'un canon de fusil, après le coup de feu. Ils en déduisent la distribution des vitesses des particules gazeuses.

Étude théorique.

HANS VOGEL. — Sur la viscosité de quelques gaz et sa variation avec la température aux basses températures. — P. 1235.

La méthode d'oscillation de Coulomb-Maxwell a été modifiée par l'auteur pour pouvoir être employée aux basses températures.

L'auteur a déterminé, à la température de 273°,1 (abs.), la viscosité relative de vingt gaz et vapeurs, et à basse température (jusqu'à 21° abs. pour l'H et l'He), la viscosité relative de dix gaz et vapeurs. Une discussion critique des diverses valeurs trouvées pour la viscosité absolue de l'air à 273°,1 abs. conduit l'auteur à admettre la valeur $\eta_0 = 1724 \cdot 10^{-7}$.

Aux basses températures, la formule de Sutherland n'est pas en accord avec les résultats expérimentaux : le coefficient C de la formule :

$$\eta_T = \eta_0 \frac{T^{\frac{1}{2}}}{1 + \frac{C}{T}}$$

diminue en même temps que la température s'abaisse.

Des relations entre la constance de Sutherland et la viscosité, et par une modification de la relation de Lothar Meyer, l'auteur déduit une formule approchée pour le calcul de la viscosité à partir du volume moléculaire, du poids moléculaire et de la température d'ébullition, formule qui est en accord avec l'expérience. Au moyen de cette formule, l'auteur donne une nouvelle valeur de la viscosité de la vapeur de mercure.

JULES ROUX.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XIV ; 1913.

KARL BERGWITZ. — Recherches sur les perturbations de l'appareil de Wulf destiné à l'observation de la radiation pénétrante. — P. 953-956.

L'auteur a voulu se rendre compte des défauts de l'électromètre de Wulf signalés par Dorno, dans un travail analysé ci-après, et tâcher d'y remédier.

D'après lui, les seules causes qui peuvent intervenir pour modifier les indications de cet instrument sont : la pression, la température, l'inertie.

Grâce à une légère modification apportée au modèle primitif, les variations de pression n'ont pas d'influence notable.

En ce qui concerne les variations de température, l'expérience a montré que leur action se traduisait par une perte de charge apparente. On peut éviter les perturbations qu'elles causent dans les mesures en rendant ces variations très lentes, le dispositif de compensation n'étant efficace que si toutes les pièces de l'appareil sont à la même température.

L'inertie n'entre en jeu que dans les observations faites en ballon, et la correction qui en résulte, négative à la descente et positive à la montée, ne doit guère dépasser 0^r,5.

C. DORNO. — Sur les irrégularités de l'électromètre de Wulf et des autres instruments servant à la mesure de très faibles quantités d'électricité dans l'air. — P. 956-960.

Dorno croit que Bergwitz n'a pas trouvé la véritable cause des irrégularités de l'électromètre de Wulf. Les faibles valeurs de la radiation pénétrante trouvées parfois au début de la matinée ont éveillé son attention. En recherchant l'influence de la température sur l'isolement de son électromètre, il a trouvé que, lorsque la température de l'air extérieur était plus élevée que celle de cet instrument, l'isolement paraissait s'améliorer à tel point que dans certains cas l'appareil semblait se charger.

Si l'on place l'électromètre préalablement chargé sous une cloche de verre dans laquelle on insuffle de l'air chaud qu'on laisse reve-

nir progressivement à la température du milieu ambiant, on s'aperçoit que les fils se rapprochent par échauffement et s'écartent par refroidissement. Le phénomène est plus marqué quand l'air chaud est humide que lorsqu'il est sec. Les fils reprennent leur écart normal à la fin de l'expérience après une série d'oscillations lentes. Ces faits, qu'ont confirmés les expériences de Bergwitz, sont en désaccord avec ce qui a été trouvé à l'air libre.

Des changements inexplicables dans l'écart des fils ont été constatés maintes fois ainsi que des variations d'isolement sans cause apparente. Divers électromètres du même type ont présenté des anomalies analogues.

L'auteur conclut en se demandant quelle valeur il faut attribuer aux mesures faites avec les instruments de ce genre.

G.-C. SIMPSON. — Sur l'électrisation des précipitations. — P. 1057-1066.

Schindelhauer pense pouvoir déduire de ses trois années d'observations à Potsdam, publiées par l'institut météorologique de Prusse, que les précipitations n'amènent pas un excès d'électricité positive et que la théorie de Simpson sur la formation de l'électricité pendant les orages n'explique pas les faits. Simpson trouve au contraire dans ces observations la confirmation de ses idées.

Il rappelle sa théorie et les résultats qu'il a obtenus à Simla, puis, en utilisant d'une manière différente les données fournies par les observations de Potsdam que, d'après lui, Schindelhauer n'a pas suffisamment mises en œuvre, il arrive aux conclusions suivantes :

1° Les précipitations amènent à Potsdam plus d'électricité positive que d'électricité négative, mais l'excès est moindre qu'à Simla, excepté pour la grêle et le grésil ;

2° Les résultats trouvés à Potsdam sur les précipitations orageuses concordent dans tous leurs détails avec ceux qu'ont donnés les observations de Simla et confirment la théorie, établie en 1909 par l'auteur, de l'origine de l'électricité mise en jeu pendant les orages ;

3° On manque de renseignements concernant certains détails des observations faites à Potsdam qu'il y aurait lieu d'étudier de plus près ;

4° L'origine de l'électricité des orages ne doit pas être cherchée dans des phénomènes d'influence. Simpson fait ici allusion aux

théories basées sur l'influence et développées autrefois par Elster et Geitel.

WERNER KOLHORSTER. — Sur une nouvelle forme de l'appareil de Wulf pour la mesure de la radiation pénétrante et les premiers résultats obtenus. — P. 1066-1069.

L'appareil a la forme de l'électromètre proposé par Wulf et Hess pour la mesure de la radiation pénétrante. C'est un cylindre à axe vertical de 160 millimètres de hauteur et 180 millimètres de diamètre muni d'un électromètre de Wulf. Le volume d'air utilisable est de 3.560 centimètres cubes, le volume pour la détermination des pertes par défaut d'isolement 47 centimètres cubes, la capacité est un peu inférieure à 1 centimètre cube. En moyenne, 130 volts correspondent aux 160 divisions de l'échelle.

Pour des pressions variant de 200 millimètres au-dessous de la pression atmosphérique jusqu'à 500 millimètres au-dessus, l'écart des indications de l'instrument pour un potentiel donné atteint au plus 0^{div},6. La compensation de la température s'est montrée parfaite sur terre, mais aux grandes altitudes, les résultats n'ont pas été très favorables, quoique l'auteur ait fait polir extérieurement l'appareil. L'exactitude des lectures ne paraît pas être affectée par l'inertie, mais par les variations rapides de la pression correspondant à la montée ou à la descente des ballons. Les expériences ont mis en évidence une diminution progressive de la sensibilité de l'électromètre.

L'auteur pense avoir établi avec certitude l'augmentation du nombre des ions au-dessus de 2000 mètres. Il fait construire un nouvel appareil dans lequel on tâchera d'éviter les imperfections du premier.

C.-E. BRAZIER.

J. RIDDICK PARTINGTON. — Détermination du rapport des chaleurs spécifiques de l'air et de CO² et calcul des chaleurs spécifiques au moyen de l'équation d'état de Berthelot. — P. 969-973.

I. Sur la formule :

$$(1) \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\gamma-1},$$

qui représente la détente adiabatique d'un gaz parfait, Lummer et

Pringsheim ont fondé une méthode de détermination du rapport γ des chaleurs spécifiques. C'est cette méthode qu'utilise M. Partington. Le gaz est contenu dans un grand ballon de cuivre de 130 litres. Les pressions p_1, p_2 sont mesurées au moyen d'un manomètre à huile. La température initiale T_1 est donnée par un thermomètre à mercure qui plonge dans un bain d'eau entourant le ballon. Enfin la variation de température $T_1 - T_2$ produite par la détente est déterminée au moyen d'un thermomètre à résistance, disposé au milieu du ballon, constitué par un fil de platine de 1/1000 de millimètre de diamètre, et qui, en raison de sa faible capacité calorifique, prend immédiatement la température du point où il se trouve.

Si on admet que la variation de pression correspondant à cette variation de température est celle qui est indiquée par le manomètre, on déduit de l'équation précédente une valeur de γ qui doit subir deux corrections :

1° *Le thermomètre s'échauffe par suite du rayonnement de la paroi du ballon ; cette correction, déterminée par la méthode qu'avaient indiquée Lummer et Pringsheim, a été trouvée égale à 0,0021 ;*

2° *Les gaz ne sont pas parfaits. Or, si une masse de gaz à la pression initiale p_1 se détend adiabatiquement jusqu'à la pression p_2 , ou isothermiquement jusqu'à la pression P qui correspond à la même variation de volume, la vraie valeur du rapport des chaleurs spécifiques, donnée par le théorème de Reech, est :*

$$\gamma_1 = \frac{p_1 - p_2}{p - P}.$$

En calculant P au moyen de l'équation d'état de D. Berthelot, on trouve :

$$\frac{1}{\gamma_1} = \frac{1}{\gamma} + \frac{a}{v^2} \frac{\left(\frac{T_1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)}{p_1 - p_2},$$

γ étant la valeur approchée déduite de l'équation (1).

On peut donc déterminer la correction qui résulte de l'écart aux lois des gaz parfaits ; cette correction est de 0,001 pour l'air, de 0,006 pour le gaz carbonique, ce qui donne :

$$\begin{array}{ll} \text{pour l'air} & \gamma_1 = 1,4032 \\ - \text{CO}^2 & \gamma_1 = 1,3028 \end{array}$$

II. Si on détermine la différence des chaleurs spécifiques par la formule thermodynamique bien connue, en utilisant l'équation de Berthelot pour le calcul des dérivées partielles du volume et de la pression par rapport à la température, on trouve pour l'air :

$$c_p - c_v = 0,0687,$$

d'où il résulte que :

$$c_p = 0,2391, \quad c_v = 0,1704.$$

Ces nombres seraient exacts à 1 0/00 ; ils se rapprochent de ceux qui ont été précédemment obtenus par Röntgen, Lummer et Pringsheim, Makower et Moody, alors qu'ils s'écartent davantage de ceux qui ont été trouvés récemment par Scheel et Heuse. Pour cette raison, il semble à l'auteur préférable de faire reposer l'étude des chaleurs spécifiques des gaz sur la détermination expérimentale de γ (Röntgen, Lummer et Pringsheim, Makower, Moody) plutôt que sur la détermination expérimentale de c_p (Regnault, Wiedemann, Swann, Scheel et Heuse).

E.-S. JOHANSEN. — Notion sur la construction de chaînes thermiques sensibles.
P. 998-1000.

L'auteur répond à diverses critiques présentées par M. Coblentz et précise certaines particularités de la construction des chaînes thermoélectriques sensibles, appropriées à l'étude du rayonnement.

IRVING LANGMUIR. — La pression de vapeur du tungstène métallique.
P. 1273-1280.

I. Des considérations très simples de théorie cinétique montrent que la vitesse de vaporisation d'un métal dans le vide est liée à la pression de vapeur par la formule :

$$(1) \quad m = \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \times p,$$

où m est la vitesse de vaporisation, c'est-à-dire la masse de métal évaporée par unité de temps et par unité de surface, p la pression de

vapeur, T la température absolue, M la masse moléculaire et R la constante des gaz.

II. Si on regarde la molécule du tungstène comme monoatomique, sa chaleur spécifique moléculaire est 6,3 à l'état solide, 4,96 à l'état liquide, et la chaleur moléculaire de vaporisation λ est donnée par l'expression :

$$\frac{d\lambda}{dT} = 4,96 - 6,8,$$

d'où l'on tire :

$$(2) \quad \lambda = \lambda_0 - 1,8T.$$

Portant cette valeur dans l'équation de Clapeyron et intégrant, il vient :

$$(3) \quad \log p = A - \frac{0,218\lambda_0}{T} - 0,9 \log T;$$

d'où il résulte que la vitesse de vaporisation est donnée en fonction de la température par la relation :

$$(4) \quad \log m = A' - \frac{0,218\lambda_0}{T} - 1,4 \log T,$$

où

$$A' = A + \frac{1}{2} \log \frac{M}{2\pi R}.$$

III. L'auteur a mesuré la vitesse de vaporisation entre 2.440° et 3.136°, c'est-à-dire dans les intervalles de température où la vitesse de vaporisation croît dans le rapport de 1 à 15.000. Les nombres obtenus montrent que l'expression :

$$\log m + 1,4 \log T$$

est une fonction linéaire de $10^3 \frac{1}{T}$, comme le veut la formule (4); le coefficient angulaire et l'ordonnée à l'origine déterminent les valeurs des coefficients A' et $0,218\lambda_0$; par suite, on a toutes les données numériques qui permettent le calcul de la chaleur de vaporisation et de la pression de vapeur.

On trouve ainsi qu'à 2400°, qui est la température du filament d'une lampe à tungstène consommant 1 watt/bougie, la pression de vapeur est 50×10^{-9} millimètre; au point de fusion (3340°), elle

atteint 0^{mm},080; et enfin le point d'ébullition du métal sous la pression atmosphérique serait très voisin de 5100°.

J. GUYOT.

WILHELM MICHL. — Recherches nouvelles sur les lamelles liquides.
T. XIV; p. 1218-1222.

On sait qu'étant donnée une lame liquide plane dont le contour présente les parties mobiles soumises à des liaisons, ces parties mobiles prennent une position compatible avec ces liaisons, telle que la surface de la lame soit minimum. En utilisant cette remarque, l'auteur décrit un certain nombre d'expériences basées sur les propriétés des surfaces, et parmi lesquelles on peut citer les suivantes :

1° On considère le système rigide ABCDEFG destiné à soutenir l'angle DCB, les parties AB, DE et FG étant perpendiculaires au plan de l'angle; HI est un côté mobile autour de P; en réalisant la lame liquide HIC, on voit que HI tourne autour de P jusqu'à ce qu'il soit également incliné sur les axes, parce que la surface HCI est minima (*fig. 1*);

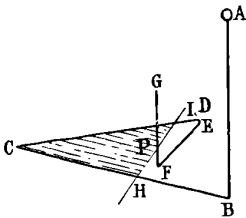


FIG. 1.

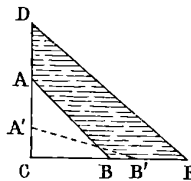


FIG. 2.

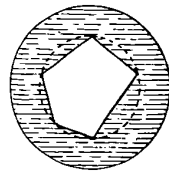


FIG. 3.

2° On considère le contenu fixe DCE rectangle en C et le fil métallique AB dont les extrémités A et B peuvent glisser respectivement sur CD et CB; en réalisant une lame liquide ABDE, le côté AB s'incline à 45° sur les axes parce qu'alors la surface CAB est maxima (*fig. 2*);

3° Etant donné un polygone fermé, et dont les côtés sont articulés, sa surface est maxima lorsque les sommets sont sur une même circonférence, d'où l'expérience représentée par la figure 3, la partie hachée constituant la lame liquide.

On peut alors, en faisant varier le nombre et les longueurs des côtés, obtenir des figures de formes très variables.

Enfin, si, au lieu de limiter les lames par des côtés rectilignes rigides, on les limite par des fils souples, ceux-ci prennent la forme d'arcs de cercle; l'auteur donne un certain nombre de figures ainsi obtenues.

L. LETELLIER.

T. XV; 1914

J. ELSTER et H. GEITEL. — Sur l'emploi des cellules photo-électriques de zinc et le cadmium pour la photométrie de l'ultra-violet solaire. — P. 1-8.

Les cellules à métaux alcalins déjà décrites par les auteurs ⁽¹⁾ ne permettent pas la détermination directe de l'ultra-violet solaire, à cause de leur sensibilité à la lumière visible. En remplaçant le métal alcalin par du zinc ou du cadmium distillé dans le vide, on obtient des cellules présentant les mêmes propriétés (constance du courant pendant plusieurs jours, proportionnalité de l'intensité du courant à l'intensité de la lumière incidente), mais ces métaux ne sont sensibles que pour la partie ultra-violette du spectre, la limite supérieure de sensibilité du zinc étant de 400 $\mu\mu$ et celle du cadmium de 390 $\mu\mu$. L'appareil est analogue au photomètre pour lumière visible précédemment décrit ⁽²⁾, la mesure du courant s'effectuant pour le zinc avec un galvanomètre à fil de torsion, pour le cadmium avec l'électromètre à fil d'Elster et Geitel.

K. STRECKER. — Symboles des grandeurs et des unités. — P. 113-115.

On sait que l'A. E. F. ⁽³⁾ a adopté une série de symboles destinés à représenter les grandeurs dans les formules. L'auteur indique ceux adoptés par l'I. E. C. (Commission internationale électrotechnique); ceux de la liste A sont adoptés :

⁽¹⁾ *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 862; 1911.

⁽²⁾ *J. de Phys.*, 5^e série, t. II, p. 873; 1912.

⁽³⁾ *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 759; 1913.

Longueur.....	<i>l</i>	Intensité d'aimantation.....	\mathfrak{J}
Masse.....	<i>m</i>	Intensité du champ magné-	
Temps.....	<i>t</i>	tique..	\mathfrak{C}
Angle, arc.....	α, β	Induction magnétique.....	\mathfrak{B}
Différence de phase.....	φ	Perméabilité magnétique....	μ
Accélération de la pesanteur.	<i>g</i>	Susceptibilité magnétique...	χ
Nombre de tours par unité		Force électromotrice.....	<i>E</i>
de temps.....	<i>n</i>	Quantité d'électricité.....	<i>Q</i>
Degré d'action.....	η	Coefficient de self-induction.	<i>L</i>
Température absolue.....	Θ	Capacité électrique.....	<i>C</i>
Température centigrade....	θ		

Pour la liste B, rien n'a encore été adopté par l'I. E. C., mais seulement des propositions faites; à signaler la puissance pour laquelle l'A. E. F. a décidé de remplacer la lettre L par la lettre N.

En dehors de ces deux listes, l'I. E. C. a adopté les notations suivantes :

Énergie.....	<i>W</i>	Conductance.....	<i>G</i>
Travail.....	<i>A</i>	Induction électrostatique....	<i>D</i>
Période.....	<i>T</i>	Constante diélectrique.....	ϵ
Fréquence.....	<i>f</i>	Inductance mutuelle.....	<i>M</i>
Pulsation.....	ω	Flux magnétique.....	Φ
Résistivité.....	ρ		

Les symboles représentant les grandeurs sont toujours des lettres en italique. Les unités sont représentées par des lettres droites; ont été adoptés par l'I. E. C. les symboles suivants également proposés par l'A. E. F. :

Ampère.....	<i>A</i>	Farad.....	F
Volt.....	<i>V</i>	Henry.....	H
Ohm.....	Ω	Voltcoulomb.....	VC
Coulomb.....	<i>C</i>	Wattheure.....	Wh
Joule.....	<i>J</i>	Voltampère.....	VA
Watt.....	<i>W</i>	Ampèreheure.....	Ah

avec les abréviations suivantes :

- m* pour milli;
- k* — kilo;
- μ — mikro ou mikr;
- M* — méga ou még.

De même que l'A. E. F, l'I. E. C. a adopté le kilowatt comme unité de puissance.

Enfin pour les unités de longueur, surface, volume δ_2 masse et leurs multiples, les deux organisations ont choisi :

m, km, dm, cm, mm, μ ;
 a, ha ; m², km², dm², cm², mm² ;
 l, hl, dl, cl, ml ; m³, km³, dm³, cm³, mm³ ;
 g, t, kg, dg, cg, mg.

Les symboles d'unités ne doivent être employés qu'à la suite d'expressions numériques, mais non dans des formules où doivent figurer explicitement leurs noms.

PAUL SELÉNYI. — Théorie élémentaire de l'effet Faraday. — P. 234-236.

Après avoir rappelé la théorie élémentaire du phénomène de Zeeman, l'auteur étudie la vitesse de propagation d'une vibration circulaire le long d'une corde dont la masse par unité de longueur est ρ et la tension P ; il arrive à la formule connue :

$$v = \sqrt{\frac{P}{\rho}}.$$

On suppose ensuite la corde chargée électriquement d'une quantité d'électricité ε par unité de longueur, et soumise à l'action d'un champ magnétique longitudinal H ; on voit alors que la vitesse de propagation de la vibration circulaire est augmentée pour un certain sens de la rotation et diminuée pour l'autre, et, en remarquant qu'une vibration rectiligne est équivalente à deux circulaires inverses, on a un modèle de l'effet Faraday. Les deux nouvelles vitesses obtenues sont données par la formule :

$$v = \sqrt{\frac{P}{\rho}} \left(1 \pm \frac{\varepsilon H}{\rho \omega c} \right),$$

ω étant la vitesse angulaire initiale des deux circulaires inverses, et c la vitesse de la lumière.

L. LETELLIER.

**ÉNERGIE D'AGITATION ET TEMPÉRATURE ABSOLUE
DANS LES SOLIDES ISOTROPES.**

Par M. MARCEL BRILLOUIN.

1. Tous les physiciens savent que, lorsqu'un corps a des propriétés mécaniques et thermiques réversibles, la connaissance d'une seule fonction de la température absolue et de la forme de l'unité de masse de ce corps suffit à définir toutes ces propriétés. Cette fonction c'est le potentiel thermodynamique sous forme constante \mathcal{F} , appelé aussi énergie libre.

Les forces X s'obtiennent en dérivant \mathcal{F} par rapport aux variables géométriques correspondantes x ; l'entropie en dérivant par rapport à la température absolue Θ et changeant de signe. Élasticité isotherme, dilatations sous forces constantes, limites de stabilité de l'état étudié, chaleurs spécifiques, chaleurs latentes, changements d'états, s'en déduisent sans difficulté.

Telles sont les conséquences de la thermodynamique classique (principe de l'équivalence; entropie). Pour chaque corps particulier, elle établit entre les propriétés mécaniques et thermiques des relations dont l'exactitude expérimentale a été tant de fois contrôlée avec précision depuis un demi-siècle, que personne ne songe plus à les mettre en doute,

Réciproquement, toute connaissance complète de l'une de ces propriétés mécaniques ou thermiques donne une connaissance partielle du potentiel et limite l'ignorance des autres propriétés. En particulier la connaissance complète de l'équation d'état, jointe à la loi de variation de la chaleur spécifique sous une forme particulière en fonction de la température (Kirchhoff) ou du rapport des chaleurs spécifiques dans ces mêmes conditions restreintes (Brillouin, *Ann. Ch. Ph.*; 1909) équivaut à la connaissance complète du potentiel thermodynamique.

2. La thermodynamique classique réduit donc énormément les études expérimentales nécessaires pour la connaissance complète des propriétés mécaniques et thermiques d'un corps, puisqu'elle les ramène à la recherche d'une seule fonction de la température absolue et des variables géométriques (volume spécifique pour les fluides). Peut-on trouver des considérations générales d'une suffisante exacte

titude pour réduire encore davantage le nombre des expériences nécessaires, et ramener la recherche à celle d'un petit nombre de fonctions *d'une seule variable*, le volume spécifique par exemple? ou mieux encore, à la recherche d'un petit nombre de *constantes* pour chaque corps? Idéal toujours déçu des métrologistes vraiment précis.

C'est à cette préoccupation que répondaient, avant les travaux de Regnault et d'Andrews, la classification en trois états: gazeux, liquide, solide, et depuis Maxwell et van der Waals, la classification en deux états, fluide et solide. Du point de vue expérimental, les lois approchées des états correspondants, et du diamètre rectiligne, la forme générale de l'équation d'état de Hirn van der Waals, sont des guides très précieux, sinon rigoureux, pour l'état fluide.

Pour les solides très peu déformés à partir de l'état naturel (sous forces extérieures nulles) les relations linéaires entre les pressions et les déformations jouent un rôle analogue (loi de Hooke généralisée; mais pour les grandes déformations, les phénomènes de résidus et d'hystérèse compliquent tout.

La théorie générale des solides est incomparablement plus difficile et moins avancée que celle des fluides.

3. De tout temps, des théoriciens ont demandé aux hypothèses moléculaires — avec une confiance philosophique souvent un peu naïve — des indications analogues; mais si les philosophes se plaisent à rapprocher de nos conceptions récentes certaines citations de Lucrèce, ou d'autres vieux auteurs, cela prouve simplement qu'ils n'ont aucun soupçon de ce qu'est une vérité expérimentale. Même dans Boyle, les descriptions moléculaires, et les recherches sur les gaz sont plutôt juxtaposées, qu'enchaînées les unes aux autres. Mariotte est beaucoup plus imprégné de l'esprit expérimental directement emprunté à Galilée. Pour trouver un travail où les idées moléculaires jouent réellement un rôle, il faut arriver jusqu'en 1738, date de la publication de l'*Hydrodynamica* de Daniel Bernouilli.

Le premier, Bernouilli a donné une signification précise à l'hypothèse que les notions expérimentales de température et de chaleur sont liées à l'agitation stationnaire des molécules des gaz. Il a adopté la force vive d'agitation moléculaire comme définition de la température à partir d'un zéro absolu; il en a déduit l'équation d'état des gaz (lois de Mariotte et Gay-Lussac) et en a montré le caractère

seulement approché. Il a construit et gradué un thermomètre à air d'après ces principes, et *s'en est servi* pour mesurer les températures de l'air à Pétersbourg pendant plusieurs années. Malgré une partie expérimentale correcte, c'était un travail de caractère théorique ; les physiciens l'ignorèrent pendant un siècle et quart.

4. Laissons de côté quelques travaux qui n'ajoutaient aucun résultat à celui de Bernouilli, et dont les raisonnements sans précision n'étaient guère séduisants, et arrivons à 1857, date de l'apparition du célèbre mémoire de Clausius sur la *nature du mouvement qui constitue la chaleur*.

Ayant épuisé les renseignements généraux fournis par les deux principes de la thermodynamique générale, Clausius en demande de nouveaux à une hypothèse d'un caractère très général l'hypothèse courante que tous les corps sont constitués par des molécules, peu agitées dans les solides et les liquides, mais très agitées dans les gaz ; il montre, par une analyse plus pénétrante que celle de Bernouilli, que dans les gaz, la force vive d'une *molécule-gramme des chimistes* (ou plus exactement de chaque *liberté* de cette molécule-gramme) est proportionnelle à la température absolue expérimentale, le coefficient étant indépendant de la nature du gaz.

On sait avec quel succès cette définition théorique de la température absolue des gaz s'adapta, grâce aux efforts de Maxwell et de Boltzmann, pour ne citer que les plus grands, à toutes leurs propriétés, surtout aux propriétés irréversibles (conductibilité thermique, viscosité, diffusion) sur lesquelles la thermodynamique n'a presque pas de prise.

Une grande route était ouverte ; trop de monde s'y engagea à la suite des maîtres ; une ornière s'y creusa, dont on mit un demi-siècle à sortir.

5. On se crut en possession d'un principe de physique générale qu'on énonçait ainsi : « La force vive d'une liberté d'une molécule peut, en toute circonstance, servir de mesure à la température absolue expérimentale. »

On s'en servit à tout propos ; on essaya de le justifier ; on chercha à montrer soit que cette définition s'accorde toujours avec le principe de Carnot, soit qu'on peut imaginer des systèmes mécaniques tels qu'il y ait accord.

Les deux plus puissants efforts dans ce sens ont été faits par Helmholtz dans ses études sur les *systèmes monocycliques*, et par Gibbs, dans ses *principes élémentaires de mécanique statistique*. On ne peut pas dire qu'ils aient été couronnés d'un plein succès.

Bien plus nombreux furent comme toujours les naïfs qui crurent qu'on avait « démontré par le calcul » l'exactitude générale de l'assimilation entre la température absolue et l'énergie cinétique d'une liberté. Nombreux aussi furent ceux qui essayèrent de s'en servir, un peu moins naïvement, mais néanmoins avec une extrême confiance.

Dans les conséquences, ce qui était exact se rattachait directement soit aux conséquences de l'homogénéité des formules, soit au principe de l'équivalence ou à celui de l'entropie, et la définition cinétique de la température n'y jouait aucun rôle ; ou bien on obtenait des indications approximatives dépendant de la définition cinétique de la température, d'autant moins justes que l'on s'éloignait davantage de l'état gazeux parfait. C'est ce qui arrivait pour l'état solide, et même pour l'état liquide.

On sait qu'une introduction *correcte* du covolume, dans l'équation d'état de van der Waals, ou dans les équations analogues, a résisté à tous les efforts, sans qu'on puisse dire s'il s'agit d'une incompatibilité avec la définition cinétique de la température, ou d'une difficulté extrême d'effectuer correctement les statistiques nécessaires. C'est du moins l'opinion que j'ai toujours eue, et que les travaux récents n'ont pas modifiée (1).

6. Définir la température par la force vive d'agitation moléculaire seule est une idée qui devait séduire les mathématiciens par sa netteté. Il est assez curieux qu'elle ait exercé la même séduction sur les physiciens. *Pour un physicien en effet, l'équilibre de température est essentiellement un équilibre de rayonnement en vase clos, et cette condition ne joue aucun rôle dans la théorie cinétique des gaz.* Bien

(1) Notes III et IV à la traduction française des *Leçons sur la théorie des gaz* de L. BOLTZMANN, 2^e partie ; 1904.

A la fin de la note VII, aux conférences scientifiques et allocutions de Lord Kelvin, traduites par Lugol, en 1893, je disais (p. 357) :

« Pour ma part, je reste convaincu que la définition de la température comme une quantité d'énergie potentielle ou cinétique, totale ou partielle, de la matière ordinaire seule est une erreur. Assez simplement liée aux propriétés thermodynamiques des gaz, la température ainsi définie ne paraît avoir aucun lien avec les conditions d'équilibre par rayonnement dans une enceinte vide de matière. »

plus le mouvement attribué aux molécules étant rectiligne et uniforme pendant tous les parcours libres, on y fait systématiquement abstraction de toute réaction d'un milieu à agitation périodique sur ces molécules. La manière de faire intervenir les parois solides consiste à les regarder, sans explications, comme rigoureusement fixes et imperméables à la chaleur. Les petits progrès réalisés à ce sujet dans ces dernières années sont, à dire vrai, sans lien avec les idées essentielles de la théorie cinétique.

Dans toutes les séries de leçons que j'ai faites à diverses reprises sur ce sujet, soit à l'École normale, soit au Collège de France, j'ai toujours donné des indications sur le rôle qu'il convient d'attribuer aux parois, à la rugosité moléculaire de celles-ci pour la viscosité, à leur agitation moléculaire pour la conductibilité thermique. Mais la forme mathématique donnée à ces considérations était encore soit trop compliquée, soit trop peu précise, pour me paraître digne d'être publiée, tant qu'une théorie moléculaire du solide n'était pas établie. C'est un travail auquel je n'ai pas cessé d'apporter quelques contributions éparses depuis bien des années.

De toutes les difficultés, la principale était de choisir une définition théorique convenable de la température absolue. Que celle-ci soit liée à l'agitation moléculaire, ce n'est pas douteux ; mais la relation qu'indique la théorie cinétique des gaz m'a toujours paru avoir un caractère artificiel et particulier. Ni pour les fluides denses ⁽¹⁾, ni pour les solides cette relation n'est la définition générale.

C'est aux véritables conditions de l'équilibre thermique, c'est-à-dire aux lois du rayonnement qu'il faut demander cette définition, en utilisant les progrès énormes accomplis depuis une quinzaine d'années dans la connaissance des lois du rayonnement noir, ou intégral.

7. C'est en effet au milieu de l'année 1901 que Planck a publié le mémoire singulier dans lequel il obtint, par des considérations statistiques étranges, une loi de répartition de l'énergie du rayonnement noir entre les fréquences, loi que les expériences ont jusqu'à présent complètement confirmée ⁽²⁾.

⁽¹⁾ L'énergie cinétique moléculaire et la température absolue. *Ann. Ch. et Phys.*, t. XVIII, 1909.

⁽²⁾ Les difficultés de principe des considérations qui ont guidé Planck ont été abondamment discutées, sans conduire à aucune conclusion ferme, en particulier au Premier Congrès international SOLVAR, à Bruxelles (30 octobre, 3 no-

La nouvelle discontinuité introduite dans la science par Planck et connue sous le nom de « quantum », est d'un caractère si étrange qu'elle a excité chez les uns une légitime défiance, chez les autres un enthousiasme extrême.

Aussi l'a-t-on introduite un peu partout, non sans abus, à mon avis. Quoi qu'il en soit, la formule de Planck représente très exactement la distribution de l'énergie dans le rayonnement d'un corps noir, pour tout le domaine exploré, et en particulier pour les grandes valeurs du produit $\lambda\theta$ de la longueur d'onde par la température absolue. C'est à ce titre seul que je l'ai employée pour la recherche du potentiel thermodynamique du corps solide, *sans faire à aucun moment usage de la notion de quantum*. Mon point de vue théorique est par conséquent tout à fait différent de celui auquel se sont placés Einstein, qui est l'audacieux initiateur de cette recherche, et à sa suite Born et Karman, et plus récemment Debye ⁽¹⁾.

Le point de départ étant différent, la marche des raisonnements est aussi tout autre; le résultat est plus précis, plus complet et obtenu à l'aide de raisonnements de type classique ⁽²⁾.

8. On démontre dans la théorie du rayonnement les deux propriétés suivantes, connues depuis longtemps :

En passant d'un milieu dans un autre, le produit de l'intensité de la lumière I par le carré de la vitesse de propagation ω , se conserve,

$$\omega_1^2 I_1 = \omega_2^2 I_2.$$

Dans une enceinte en équilibre thermique, la densité du rayonne-

vembre 1911) dont les rapports et discussions ont été publiés sous le titre *la Théorie du Rayonnement et les Quanta* (Paris, Gauthier-Villars; 1912). On peut lire aussi la conférence de M. Edmond Bauer à la Société de Physique, dans le volume *les Idées modernes sur la constitution de la matière* (Paris, Gauthier-Villars; 1913) Voir aussi l'excellent *Report on Radiation and the Quantum-theory* de JEANS (1914).

(1) Postulat d'Einstein : Chaque liberté d'un corps quelconque en équilibre thermique prend l'énergie d'un résonnateur de Planck de même période.

EINSTEIN, *Ann. der Phys.*, t. XXII; 1907. — BORN et KARMAN, *Physik. Zeitschr.*; 1912-1913. — DEBYE, *Ann. der Phys.*, t. XXXIX; 1912.

Et plus récemment :

Vorträge über die kinetische Theorie der Materie und der Electricität; 1914. — Voir aussi : BRILLOUIN, *Résumé des communications à la Société de Physique*; 1912 (2 février et 3 mai).

(2) *Rayonnement et chaleurs spécifiques. Théorie thermodynamique des solides isotropes peu déformés* (*Ann. Ch. et Phys.*; février et mai 1914).

ment est pour la lumière naturelle $\frac{8\pi I}{\omega}$, et pour chacune des ondes polarisées qui la constituent, la moitié seulement $\frac{4\pi I}{\omega}$.

Il en résulte que pour chacune de ces ondes, de fréquence ν , $\nu + d\nu$ la densité du rayonnement dans l'enceinte est

$$U d\nu = \frac{4\pi}{\omega^3} \mathcal{F}(\nu, \Theta) d\nu$$

à la température absolue Θ , en appelant $\mathcal{F}(\nu, \Theta)$ une fonction universelle de la température absolue et de la fréquence.

La forme de cette fonction est fournie par les tableaux des nombres observés. Cette forme n'intervient à aucun moment dans mes raisonnements; j'aurai seulement besoin de la connaître lorsqu'il s'agira de convertir les formules en nombres. Les raisonnements sont donc absolument indépendants de la notion de quantum, et des inquiétudes légitimes qu'elle excite.

Généralisons le résultat qui vient d'être rappelé, nous obtenons l'énoncé suivant :

Lorsque des ondes de différents types, en nombre quelconque, peuvent se propager dans un corps avec la même fréquence, la densité d'énergie que prend chacun des types, correspondant à chaque racine simple (ω^2 de l'équation aux vitesses de propagation, est donnée par la formule

$$(I) \quad U_{(\omega, \nu)} d\nu = \frac{4\pi}{\omega^3} \mathcal{F}(\nu, \Theta) d\nu$$

quand le rayonnement est en équilibre.

9. Cet énoncé est certainement valable d'une manière très générale; mais je pense qu'il n'est pas tout à fait sans exception et que ces exceptions seront très intéressantes. J'indique explicitement que les ondes entre lesquelles s'établit ainsi un équilibre de rayonnement sont liées, de telle sorte qu'une onde incidente d'un type donne nécessairement naissance à des ondes réfractées de tous les types; comme en lumière une onde incidente polarisée rectilignement donne en général en pénétrant dans un milieu absorbant deux ondes rectilignes de phase différente. Ce sont les conditions à la surface qui règlent l'association des ondes des différents types et leurs intensités respectives.

Je remets à une autre publication cette étude critique.

Dans un corps matériel ordinaire, il y a deux véhicules pour les ondes dont la fréquence n'est pas trop grande, l'éther et la matière. Il peut s'y propager des ondes principalement électromagnétiques avec la vitesse de la lumière dans le milieu, et des ondes principalement élastiques, avec la vitesse des ondes élastiques, sans compter les autres de nature quelconque. Quelque faible que soit la liaison entre éther et matière, c'est cette liaison qui produit la réfraction et la dispersion, on ne peut pas la négliger dans l'étude d'un état permanent de résonance; les vibrations élastiques produisent donc aussi des vibrations du milieu électromagnétique.

L'équation complète aux vitesses de propagation est une équation au moins du 5^e degré en ω^2 (2 pour les ondes électromagnétiques, et 3 pour les ondes de condensation et de rotation élastiques). Dans la plupart des applications, la séparation en deux facteurs, l'un purement électromagnétique, l'autre purement élastique, sans être rigoureuse, fournit une approximation suffisante; mais pour une étude de partage de l'énergie, il faut conserver l'équation complète.

Soit ω_k^2 une des racines de l'équation.

Appliquons l'hypothèse énoncée au début de ce paragraphe: *Dans le corps considéré la densité de l'énergie U_1 est liée à celle de l'éther U_0 dans le même intervalle de fréquences par la relation*

$$(II) \quad U_1 = \left(\sum \frac{1}{\omega_k^2} \right) \frac{\omega_0^3 U_0}{2}.$$

10. Dans la somme, tous les termes ne sont pas d'égale importance. La vitesse figurant en dénominateur, ce sont les termes qui correspondent aux vitesses les plus petites qui sont les plus importants.

Il y a une telle différence entre les vitesses des ondes élastiques et toutes les autres, en général, que l'on peut se borner aux trois vitesses élastiques: une de condensation et deux de rotation.

Pour les corps dont les ondes élastiques se propagent beaucoup plus lentement que toutes les autres ondes, l'énergie de rayonnement thermique est donnée par la formule

$$(III) \quad U_1(\nu) = \left(\frac{1}{\omega^3} + \frac{2}{\omega'^3} \right) \frac{\omega_0^3}{2} U_0(\nu, \Theta),$$

$U_0(\nu, \Theta)$ étant la densité de l'énergie de fréquence ν , à la température Θ , dans l'éther du vide, *telle qu'elle résulte de l'expérience.*

Les vitesses ω' , ω'' qui figurent sont relatives à la longueur d'onde considérée; elles peuvent varier avec la fréquence sans que la formule cesse d'être valable.

C'est toujours la formule (II) qui est la formule générale. Pour les corps formés de molécules à plusieurs atomes, la complexité interviendra dans la mesure où elle force à envisager chaque vitesse élastique comme racine multiple d'ordre plus ou moins élevé en raison du nombre de mouvements distincts qui constituent simultanément cette onde, $3n$ quand la molécule-gramme contient n atomes-grammes jouissant chacun de trois libertés.

11. Dans l'éther, dont la structure est continue, ou au moins extraordinairement fine, toutes les fréquences de 0 à ∞ sont possibles. Il n'en est pas de même dans les solides matériels, dont la structure est assez grossièrement granulaire, les distances moléculaires δ atteignant comme on sait quelques dix-millièmes de micromètre. Tous les systèmes de déplacements possibles des molécules sont représentés à l'aide de longueurs d'ondes supérieures à cette limite et par conséquent de fréquences inférieures à 10^{13} , si la vitesse de propagation atteint 4.000 mètres par seconde, alors que la fréquence du jaune moyen est à peu près $6,10^{14}$. C'est seulement depuis zéro, jusqu'à ces fréquences limites (définies par la longueur d'onde double de la distance des molécules les plus voisines) qu'il faut intégrer, pour obtenir toute l'énergie d'agitation des molécules du solide (1).

Soit δ une certaine distance moyenne (2) de deux molécules contiguës, cette fréquence limite est pour chaque type d'ondes

$$(1) \quad \nu'_m = \frac{\omega'}{2\delta}$$

ω' étant la vitesse de propagation de ce type d'ondes (de condensation, ou de rotation). *En première approximation ce sont les vitesses*

(1) Je laisse de côté dans cet article toute une série de questions délicates qui sont discutées dans le Mémoire paru en mai 1914 dans les *Annales de Physique*.

(2) Dans une file unique de molécules, la demi-longueur d'onde limite est égale à la distance de deux molécules contiguës. Dans un milieu étendu en tous sens il faudrait une analyse assez compliquée pour préciser une telle longueur d'onde limite (voir § 14 et § 17).

de propagation telles qu'on les obtiendrait si les molécules et atomes étaient maintenus immobiles sous le même volume apparent, c'est-à-dire telles qu'on les obtiendrait au zéro absolu, sous des tensions amenant le corps au volume v .

Si la molécule contient n atomes ou plus exactement $3n$ libertés à propagation lente, nous pourrions écrire l'énergie vibratoire du volume v sous la forme

$$E_0 = vn \frac{\omega_0^3}{2} \left[\frac{1}{\omega^3} \int_0^{\nu_m} U_0 d\nu + \frac{2}{\omega^3} \int_0^{\nu_m} U_0 d\nu \right]$$

ou

$$(IV) \quad E = vn \left[\frac{\mathcal{V}_1}{\omega^3} + \frac{2\mathcal{V}_2}{\omega^3} \right],$$

en posant

$$(V) \quad \mathcal{V}_1 = \frac{\omega_0^3}{2} \int_0^{\nu_m} U_0 d\nu \quad \text{et} \quad \mathcal{V}_2 = \frac{\omega_0^3}{2} \int_0^{\nu_m} U_0 d\nu.$$

La partie de l'énergie qui vient d'être calculée est celle qui provient de l'agitation thermique du corps; les oscillations de chaque liberté étant, par hypothèse, isochrones, et les équations qui les commandent pratiquement linéaires, la moitié de cette énergie est de l'énergie potentielle, et l'autre moitié est de l'énergie cinétique.

Dans un solide, l'énergie cinétique par liberté d'une molécule-gramme M est égale à

$$(VI) \quad \frac{1}{2} \frac{M}{3n} E$$

elle n'est donc pas du tout une mesure de la température absolue Θ comme dans les gaz. Dans un solide, il n'y a pas d'autre énergie cinétique stationnaire. Il y a incompatibilité entre l'hypothèse, tant de fois essayée, que la température absolue soit toujours représentée par l'énergie cinétique stationnaire, et les lois de l'équilibre mobile de la chaleur dans une enceinte monotherme.

Il n'était peut-être pas inutile d'énoncer explicitement cette incompatibilité; j'y reviendrai.

12. L'autre moitié est de l'énergie potentielle d'oscillations stationnaires; celle-ci ne représente pas toute l'énergie potentielle, tant s'en faut; elle ne représente qu'une correction au terme principal,

qui dépend des actions mutuelles moyennes des molécules dans leur position moyenne.

Cette énergie est, sous le volume spécifique V de référence, de la forme

$$V \left\{ E_0 + E_1 (D_1 + D_2 + D_3) + \frac{1}{2} E_{11} (D_1 + D_2 + D_3)^2 + \frac{1}{2} E_2 (D_1^2 + D_2^2 + D_3^2) \right\}.$$

en appelant D_1, D_2, D_3 , les trois petites dilatations principales du solide primitivement isotrope, et en désignant par E_0, E_1, E_{11}, E_2 quatre fonctions du volume spécifique liées par les deux relations

$$E_1 = V \frac{\partial E_0}{\partial V}, \quad 3E_{11} + E_2 = 3V^2 \frac{\partial^2 E_0}{\partial V^2} + 2E_1.$$

L'énergie *potentielle* totale de l'unité de masse est la somme

$$(VII) \quad E^p = V \left[\begin{array}{l} E_0 + E_1 (D_1 + D_2 + D_3) \\ + \frac{1}{2} E_{11} (D_1 + D_2 + D_3)^2 \\ + \frac{1}{2} E_2 (D_1^2 + D_2^2 + D_3^2) \\ + \frac{1}{2} n \left(\frac{\mathcal{O}_1}{\omega^3} + 2 \frac{\mathcal{O}_2}{\omega^3} \right) \end{array} \right]$$

Telle est l'expression de l'énergie potentielle du solide peu déformé, à la température Θ , *en première approximation*.

On a d'ailleurs

$$2) \quad \left\{ \begin{array}{l} \omega'^2 = (E_{11} + E_2) V, \\ \omega''^2 = \frac{1}{2} E_2 V. \end{array} \right.$$

En dehors des fonctions $\mathcal{O}_1, \mathcal{O}_2$, définies par la loi du rayonnement, il suffit, à ce degré d'approximation, de connaître deux fonctions E_0, E_2 du volume spécifique seul, pour déterminer l'énergie complètement.

C'est là une très importante simplification du travail expérimental.

13. J'ai réussi à obtenir une *deuxième approximation* par des raisonnements assez simples dont on trouvera le détail dans le mémoire déjà cité.

Le potentiel thermodynamique par unité de masse, considéré comme fonction de D_1, D_2, D_3, Θ , est donné par la formule VIII.

$$(VIII) \quad \Phi = V \left[\begin{array}{l} E_0(V) - \frac{n\Theta}{\omega'^3} \int_0^\Theta \frac{\mathcal{U}_1 d\Theta}{\Theta^2} - \frac{2n\Theta}{\omega''^3} \int_0^\Theta \frac{\mathcal{U}_2 d\Theta}{\Theta^2} \\ - (D_1 + D_2 + D_3) \left(p + \frac{p_{11} + p_2}{2} V \frac{n\mathcal{U}_1}{\omega'^5} + \frac{p_2}{2} V \frac{n\mathcal{U}_2}{\omega''^5} \right) \\ + \frac{1}{2} (D_1 + D_2 + D_3)^2 \left(\lambda + \frac{\lambda_{11} + \lambda_2}{2} V \frac{n\mathcal{U}_1}{\omega'^5} + \frac{\lambda_2}{2} V \frac{n\mathcal{U}_2}{\omega''^5} \right) \\ + (D_1^2 + D_2^2 + D_3^2) \left(\mu + \frac{\mu_{11} + \mu_2}{2} V \frac{n\mathcal{U}_1}{\omega'^5} + \frac{\mu_2}{2} V \frac{n\mathcal{U}_2}{\omega''^5} \right) \end{array} \right]$$

où les E, p, λ, μ sont des fonctions du volume seul dont cinq seulement sont distinctes, par exemple $p, \mu, p_2, \lambda_2, \mu_2$.

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} E_0(V) = - \frac{1}{V} \int_0^V p dV \\ \lambda = - V \frac{\partial p}{\partial V} - \frac{2}{3} p - \frac{2}{3} \mu \\ 3p_{11} + p_2 = 3V^2 \frac{\partial^2 p}{\partial V^2} + 2V \frac{\partial p}{\partial V} \\ 3\lambda_{11} + \lambda_2 = 3V^2 \frac{\partial^2 \lambda}{\partial V^2} + 2V \frac{\partial \lambda}{\partial V} \\ 3\mu_{11} + \mu_2 = 3V^2 \frac{\partial^2 \mu}{\partial V^2} + 2V \frac{\partial \mu}{\partial V} \end{array} \right.$$

Cinq fonctions du volume seul définissent donc complètement les propriétés thermo-mécaniques d'un solide (isotrope sous pression uniforme) dans toute l'échelle des températures où ce corps reste solide (1).

On peut espérer que cette approximation restera pendant longtemps largement suffisante.

Dans ces formules, les vitesses de propagation ω' et ω'' des ondes de condensation et des ondes de rotation sont données par les formules (2) § 12

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} \omega'^2 = (E_{11} + E_2) V = (\lambda + 2\mu) V \\ \omega''^2 = \frac{1}{2} E_3 V = \mu V \end{array} \right.$$

fonctions du volume spécifique actuel seul, et non de la température.

(1) On peut même réduire encore le nombre de ces fonctions indépendantes en tenant compte plus complètement de la relation entre V et les dilations principales D_1, D_2, D_3 . J'y reviendrai ailleurs.

Il y a là une discussion assez délicate pour le détail de laquelle je renvoie au mémoire des *Annales de physique*.

En deux mots, ce ne sont pas les vitesses ou les coefficients d'élasticité relatifs aux déformations lentes, ou aux fréquences acoustiques, lesquels dépendent de l'agitation moyenne, et par conséquent de la température; ce sont les coefficients relatifs aux déformations instantanées, qui ne dépendent que des forces instantanées et non des forces moyennes, en raison de la fréquence, — du moins tant que la déformation totale est assez faible pour que les équations de déformation soient linéaires.

14. La température absolue intervient par deux fonctions \mathfrak{V}_1 et \mathfrak{V}_2 , qui contiennent aussi le volume spécifique, dans la limite d'intégration. La distance minimum δ de deux molécules est en effet donnée par la relation

$$(4) \quad q \mathfrak{K} \delta^3 = MV$$

dans laquelle V est le volume actuel occupé par 1 gramme, de la matière dont la molécule-gramme a une masse M, et \mathfrak{K} est le nombre d'Avogadro $6,8.10^{23}$.

Le nombre q , égal à 1, si les molécules sont rangées en ordre cubique se réduit à $\frac{1}{\sqrt{2}}$ ou 0,707 dans l'ordre le plus serré (1).

La limite d'intégration est

$$(5) \quad \nu_m = \frac{\omega}{2\delta} = \frac{\omega}{2} \left(\frac{q \mathfrak{K}}{MV} \right)^{\frac{1}{3}}$$

D'autre part, les lois les plus générales du rayonnement noir, dues à Wien, nous apprennent que ν et Θ n'interviennent que par leur rapport.

L'intégrale \mathfrak{V}_1 , est la valeur que prend une certaine fonction universelle du rapport $\Theta : \nu$ quand on lui donne la valeur

$$(6) \quad \Theta \cdot \frac{2}{\omega} \left(\frac{MV}{q \mathfrak{K}} \right)^{\frac{1}{3}}$$

(1) La valeur qui convient à l'utilisation de δ comme demie longueur d'onde limite pour toutes les directions est en dehors de ces limites, comme nous le verrons (§ 17) en considérant le cas extrême des très hautes températures.

qui dépend encore du volume V par V et par ω' , et de la masse moléculaire M .

L'intégrale \mathfrak{U}_2 est la même fonction universelle, mais pour une autre valeur de la variable, celle qu'on obtient en remplaçant ω' par ω'' .

Enfin, l'énergie d'agitation moléculaire de condensation par liberté d'une molécule-gramme est (§ 12) le produit de la valeur \mathfrak{U}_1 de la fonction universelle par $\frac{MV}{2\omega'^3}$; pour avoir l'énergie d'agitation de rotation par liberté d'une molécule-gramme, il faut multiplier \mathfrak{U}_2 par $\frac{MV}{2\omega''^3}$.

On est, comme on voit, bien loin de la relation simple des gaz.

Toutes les propriétés dépendent de ces deux combinaisons de la fonction universelle et du volume; elles ont donc un certain parallélisme de variation en fonction de Θ ; mais, comme il y a deux fonctions, \mathfrak{U}_1 et \mathfrak{U}_2 , qui se séparent nettement l'une de l'autre aux températures extrêmes, comme elles sont multipliées par des fonctions du volume spécifique, différentes pour les différentes propriétés, ce parallélisme est seulement approché, et ne peut être extrapolé.

15. Tout le monde connaît l'allure de la courbe qui représente la distribution de l'énergie dans le rayonnement noir, en fonction du rapport $\frac{\Theta}{\nu}$ (ou ce qui revient au même, en fonction de la longueur d'onde, pour une même température) (fig. 1).

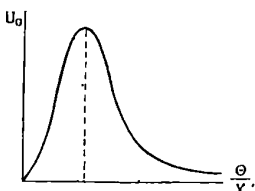


FIG. 1.

L'allure des intégrales \mathfrak{U} , qui sont proportionnelles à l'aire de la courbe U_0 entre l'origine et une ordonnée ν s'en déduit immédiatement.

La courbe monte d'abord très lentement, puis plus vite, a un point

d'inflexion, puis monte moins vite et tend asymptotiquement vers une valeur limite finie (fig. 2).

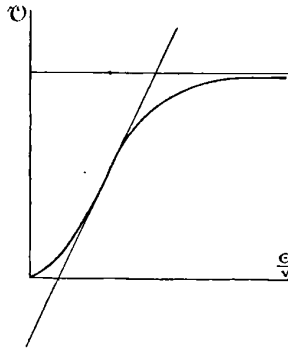


FIG. 2.

Le point d'inflexion correspond au maximum de la courbe U_0 , c'est-à-dire comme on sait, à

$$\Theta\lambda = 0,294 \quad \text{C. G. S.}$$

et par conséquent à

$$\frac{\Theta}{v} = 0,98 \cdot 10^{-11} \quad \text{(C. G. S.)}$$

Lorsque la fréquence définie par cette formule ne s'éloigne pas trop des fréquences limites soit de ϑ_1 soit de ϑ_2 , on peut adopter une forme approchée particulièrement simple, pour ces intégrales.

On peut en effet représenter linéairement une portion notable de la courbe dans la région du point d'inflexion. On posera alors :

$$(IX) \quad \vartheta = -A + B \frac{\Theta}{v} - C \left(\frac{\Theta}{v} - 0,98 \cdot 10^{-11} \right)^3$$

A, B, C, étant trois constantes universelles ¹⁾, et on négligera le terme cubique :

De là :

$$\vartheta_1 = -A + B \frac{\Theta}{v'_m}$$

$$\vartheta_2 = -A + B \frac{\Theta}{v''_m}$$

¹⁾ Si cette approximation était valable jusqu'à l'origine, on aurait en outre $A = C \cdot 0,94 \cdot 10^{-33}$.

et

$$(X) \quad \Theta \int_0^{\Theta} \mathfrak{V}_2 \frac{d\Theta}{\Theta^2} = A + \frac{B}{v} \Theta \log \left(\frac{\Theta}{v} \right) + D \left(\frac{\Theta}{v} \right)$$

en appelant D une nouvelle constante universelle.

Au voisinage de cette température, on peut se contenter d'expressions linéaires en Θ pour les coefficients d'élasticité moyens, et tous les termes prennent une forme particulièrement simple. Mais, même alors, l'énergie d'agitation par liberté moléculaire continue à dépendre du volume spécifique, outre la température absolue.

La substitution dans la formule VIII est facile.

D'après ce qu'on sait actuellement sur les valeurs expérimentales qu'il convient d'attribuer aux fréquences limites, v_m , aussi bien que d'après les indications théoriques du paragraphe 11, les valeurs de $\frac{\Theta}{v_m}$ au point de fusion sont au moins décuples de celles qui correspondent au point d'inflexion. Elles se trouvent donc assez près de l'asymptote horizontale, et dans cette région on pourra poser approximativement

$$(XI) \quad U = G_0 - G_1 \frac{v_m}{\Theta},$$

G_0 et G_1 étant des constantes universelles.

Suivant la position de leur point de fusion par rapport aux températures usuelles, les divers solides se comporteront donc assez différemment en apparence.

16. Pour effectuer des comparaisons numériques, il faut connaître une table des valeurs de la fonction \mathfrak{V} , conforme aux résultats des expériences sur le rayonnement noir. Comme ce rayonnement est très exactement représenté par la formule de Planck, la manière la plus simple d'établir cette table est de la calculer à l'aide de cette formule ⁽¹⁾ (C. G. S.):

$$\mathfrak{V} = 3k\Theta \times 3,68 \cdot 10^{34} \Theta_m^3 \Pi \left(\frac{\Theta}{\Theta_m} \right)$$

(1) La loi de Planck donne :

$$\Pi \left(\frac{\Theta}{\Theta_m} \right) = \frac{1}{\xi_m^3} \int_0^{\xi_m} \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1}$$

avec $\xi_m = \frac{\Theta_m}{\Theta}$.

$3k\Theta$ est l'énergie cinétique que la théorie cinétique des gaz assignerait à une molécule (3 libertés).

$$(k = 1,33 \cdot 10^{-16})$$

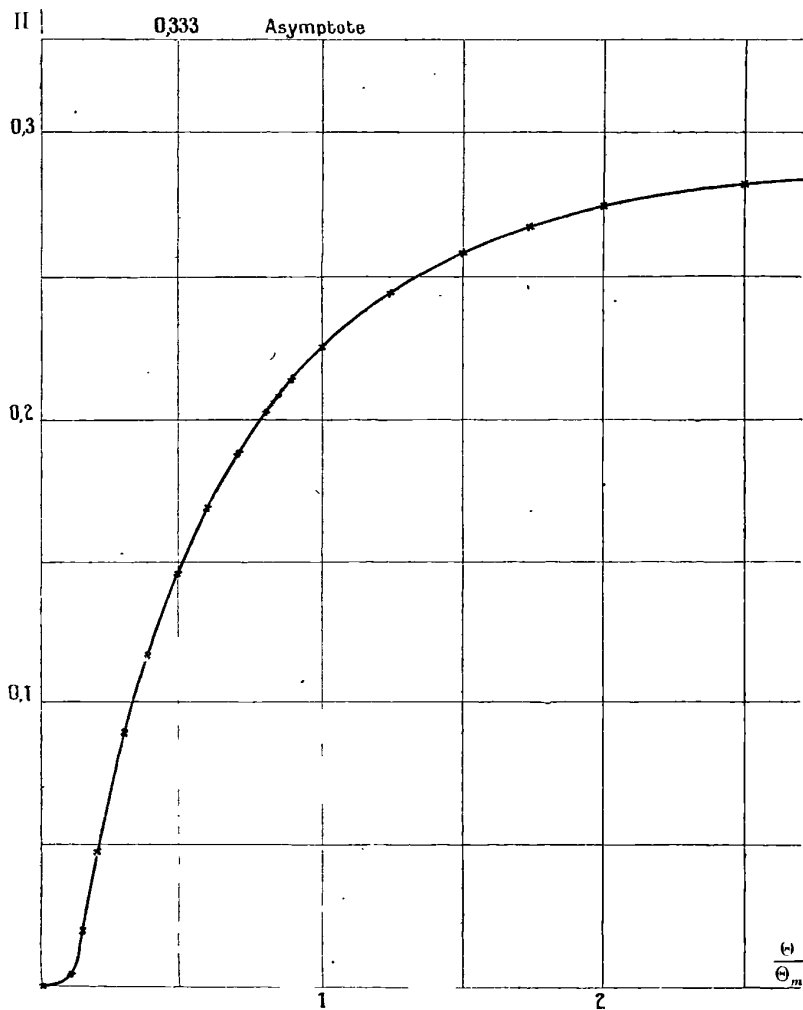


FIG. 3.

Θ_m est une température spécifique du corps, liée à la fréquence

J. de Phys., 5^e série, t. IV. (Octobre-Novembre 1914.)

limite ν_m par la relation :

$$\Theta_m = 4,85 \cdot 10^{-11} \nu_m = 2,43 \cdot 10^{-11} \frac{\omega}{\delta}.$$

C'est une température de quelques centaines de degrés absolus, dans un corps où la distance de deux molécules contiguës est de l'ordre de 2 dix-millièmes de micron, et la vitesse ω de l'ordre de 1.000 mètres par seconde.

Π est la fonction universelle donnée par le tableau ci-joint, et représentée par la courbe de la figure 3.

Les idées qui ont conduit Planck pourront être notablement modifiées dans l'avenir, et la forme analytique complètement changée sans qu'aucune des valeurs numériques du tableau puisse en subir une altération du centième, à l'exception peut-être de la seconde et des deux dernières. Seules les formes limites pour les très grandes et les très petites valeurs de Θ pourront être sensiblement changées.

$\frac{\Theta}{\Theta_m}$	$\Pi \left(\frac{\Theta}{\Theta_m} \right)$	$\frac{\Theta}{\Theta_m}$	$\Pi \left(\frac{\Theta}{\Theta_m} \right)$
0	0	0,70	0,188
0,05	0,00081	0,80	0,203
0,10	0,00644	0,90	0,214
0,15	0,0199	1,00	0,225
0,20	0,0391	1,25	0,245
0,25	0,0604	1,50	0,259
0,30	0,0813	1,75	0,269
0,40	0,118	2,00	0,276
0,50	0,147	2,50	0,283
0,60	0,169	∞	0,33333...

Petites valeurs de $\frac{\Theta}{\Theta_m}$, $\Pi = 6,494 \left(\frac{\Theta}{\Theta_m} \right)^3,$

(¹) Grandes valeurs de $\frac{\Theta}{\Theta_m}$, $\Pi = 0,33333... - 0,12500 \left(\frac{\Theta_m}{\Theta} \right).$

17. On peut facilement, à l'aide de ce tableau numérique, calculer toutes les fonctions de la température absolue qui interviennent dans les formules relatives aux solides.

En particulier, l'énergie totale d'agitation moléculaire (moitié ciné-

(¹) D'après Debye.

tique, moitié potentielle) est par unité de masse (§ 11).

$$T = nV \cdot \frac{\pi}{6\delta^3} 3k\Theta \left[\Pi \left(\frac{\Theta}{\Theta'_m} \right) + 2\Pi \left(\frac{\Theta}{\Theta''_m} \right) \right].$$

Dans cette formule, le facteur

$$nV \cdot \frac{\pi}{6\delta^3}$$

est égal (d'après le § 14), à

$$\frac{\pi}{6} q \cdot \frac{\mathcal{J}cn}{M}$$

$\frac{\mathcal{J}cn}{M}$ est le nombre d'atomes (à 3 libertés) par unité de masse.

Or l'énergie cinétique d'un atome à trois libertés est $3k\Theta$ dans la théorie cinétique des gaz, et, aux hautes températures, Π devient égal à $1/3$; de là résulte que la valeur qu'il convient d'adopter pour q est $\frac{6}{\pi}$,

telle que $\frac{\pi}{6} q$ soit égal à 1.

C'est seulement aux températures très élevées par rapport à Θ'_m et Θ''_m que T approche de cette valeur limite. Partout ailleurs, l'énergie d'agitation est beaucoup plus petite et dépend encore du volume (par Θ'_m et Θ''_m).

On utilisera ensuite ces valeurs en les portant dans la formule VIII ou dans celles qui en dérivent, pour calculer toutes les propriétés thermiques des solides.

Les considérations qui précèdent font envisager sous un nouveau jour les théories dites « moléculaires » de l'élasticité et donnent à penser qu'elles permettront de réduire encore le nombre des fonctions inconnues du volume seul, sans faire appel à des hypothèses trop particulières et par cela même arbitraires; c'est ce que j'examinerai dans un autre mémoire.

**NOTE HISTORIQUE SUR LES PHÉNOMÈNES GALVANOMAGNÉTIQUES
ET THERMOMAGNÉTIQUES, SPÉCIALEMENT DANS LE BISMUTH.**

Par M. A. LEDUC.

Je n'ai point pour habitude de me livrer à des réclamations de priorité; mais on me reproche de divers côtés d'avoir laissé appeler « spirales de Lenard » les sondes bismuthiques dont je suis l'auteur. Je crois donc bon de remettre au point l'historique des propriétés des métaux et spécialement du bismuth dans le champ magnétique.

Je n'aurai d'ailleurs que peu de rectifications à faire à la nomenclature de M. K. Baedeker (1).

1. Phénomène de Hall. — Il ne saurait y avoir de doute sur la priorité de M. Hall. Pendant que je répétais ses expériences, M. Righi découvrit que ce phénomène était 6.400 fois plus important dans le bismuth que dans l'or. Je me procurai alors une lame mince de ce métal, et, grâce à un dispositif très simple qui me permet encore actuellement (après trente ans) de réinstaller l'expérience en quelques minutes, j'ai pu établir nettement les lois du phénomène.

L'extrapolation de la formule par laquelle je l'ai représenté fait prévoir l'existence d'un maximum vers 10 000 C.G.S. à la température ordinaire. Cette prévision est confirmée par l'observation de M. J. Becquerel, qui constate même le changement de signe du phénomène vers 3.000 C.G.S. à la température de l'air liquide.

2. Phénomène de Righi. — Je me suis cru pendant quelque temps l'auteur de la découverte de l'augmentation de la résistivité électrique du bismuth dans le champ magnétique, phénomène que je considérais comme un corollaire du précédent. En fait, ma première expérience sur ce sujet date du 9 avril 1884, et mes premiers résultats sont consignés dans un article remis au *Journal de Physique* le 23 avril, mais paru seulement dans le fascicule d'août 1884 (2).

Or ce fascicule contient aussi un article de M. Hurion (p. 360) et un autre de M. Righi (p. 353) annonçant la même découverte, et ce dernier nous apprenait qu'il avait déjà publié ses expériences en

(1) *Die elektrischen erscheinungen in metallischen leitern*. Braunschweig, 1911.

(2) Analyse d'un travail de M. Bidwel, *J. de Phys.*, 2^e série, t. III, p. 36b; 1884.

Italie ⁽¹⁾. La priorité appartient donc à Righi, et nous sommes arrivés, Hurion et moi, comme Mariotte après Boyle.

Mais je revendique l'application du phénomène à la mesure des champs magnétiques ⁽²⁾; car, après en avoir poussé l'étude beaucoup plus loin que Righi et déterminé ses lois, je l'ai appliqué effectivement à l'étude du champ d'un électro-aimant de Faraday, puis d'une dynamo en marche.

Cette méthode paraît avoir été très appréciée; car non seulement elle a été utilisée par plusieurs savants qui m'ont fait l'honneur de m'emprunter mes sondes bismuthiques, mais la firme Hartmann et Braun a fait breveter un procédé de préparation des dites sondes qu'elle vend sous le nom de *spirales de Lenard*, accompagnées d'une notice où figure une *courbe empruntée à ma thèse*.

Comme des auteurs français ont trouvé bon de décrire ma méthode sous le nom de Lenard, j'insisterai sur les points suivants :

1° Les *expériences de Lenard et Howard* (*Elektrotechnische Zeitschrift*, juillet 1889) sont très *postérieures aux miennes*.

2° Ce n'est qu'après un échange de lettres que *M. Lenard s'est rallié à ma formule hyperbolique*. Dans le mémoire précité, la variation x de la résistance est représentée par une formule parabolique, qui ne peut convenir que dans un intervalle restreint ⁽³⁾.

3° Pour répondre à certaines observations, je fais remarquer que certaines de mes sondes étaient de *plus faibles dimensions* encore que les spirales allemandes, et, bien que la forme n'ait aucune importance, qu'elles affectaient la forme spirale aussi bien que la forme en M ou en U.

En résumé, on estimera peut-être que M. Lenard aurait dû se contenter de tirer de mes expériences un profit commercial, même en France, sans vouloir m'en ravir la priorité.

3. *Phénomène de Leduc-Righi*. — C'est ainsi que Baedeker désigne la diminution de la conductivité calorifique dans le champ. Mes premières observations, sur le bismuth, furent communiquées à l'Aca-

⁽¹⁾ *Mem dell'Acc. di Bologna*, 4^e série. t. V. et *Atti dei Lincei*, 11 novembre 1883 et 1^{er} juin 1884.

⁽²⁾ *C.R.*, t. CII p. 360 : 1886; et *J. de Phys.*, 2^e série, t. V, p. 123; 1886. et t. VI, p. 188; 1885.

⁽³⁾ M. Goldhammer la représente par $x = AM^2$ que je retrouve dans Baedeker (p. 113 et 115). J'ai fait remarquer que cette loi est à la mienne ce que la loi $i = n$ est à la loi de Descartes.

démie des Sciences le 20 juin 1887. M. Righi fit connaître alors (*C.R.*, 18 juillet) qu'il avait publié des résultats semblables le 19 juin (*Acc. dei Lincei*); il m'aurait d'après cela devancé d'un jour. Mais je demandai (25 juillet) l'ouverture d'un pli cacheté déposé par moi le 9 mai, d'où il résulte que j'ai bien été le premier à observer ce phénomène ainsi que le suivant.

Il est clair d'ailleurs que cela ne diminue en rien le mérite de M. Righi, dont le nom a été légitimement associé au mien par M. Baedeker,

Je rappelle, en passant, que la différence des températures de deux points, situés par exemple à 1 centimètre l'un de l'autre le long du barreau de bismuth dans lequel se propage le flux calorifique, augmente sous l'action du champ s'ils sont près de la source chaude mais peut diminuer s'il en sont suffisamment éloignés. Cette différence peut donc ne point varier dans certains cas particuliers, ce qui a conduit certains auteurs à nier l'existence du phénomène.

4. *Phénomène de Leduc.* — Le phénomène ainsi nommé par Baedeker (p. 99) est l'analogue du phénomène de Hall. Je l'ai découvert en avril 1887.

J'avais, dès le début de mes recherches, émis l'opinion que les effets Hall et Righi étaient dus à une modification moléculaire du métal sous l'action du champ magnétique. Je ne suis d'ailleurs pas le seul à avoir évoqué des comparaisons optiques, et il est bon de rappeler que Hurion a constaté la polarisation rotatoire magnétique par réflexion sur le bismuth. Je ne fus sans doute pas le seul non plus à penser qu'un flux de chaleur devait subir dans ce champ les mêmes modifications qu'un courant électrique.

J'ai constaté, en effet, la *rotation des lignes isothermes*, qui est le pendant de la rotation des lignes équipotentiellles. L'observation en est compliquée par le phénomène précédent, ainsi que je l'ai montré ⁽¹⁾; mais il suffit, pour l'isoler, d'opérer par renversement du champ. J'ai pu constater ainsi que ces deux rotations sont à peu près égales dans un même champ.

5. *Effet thermomagnétique transversal de Nernst et von Ettingshausen* ⁽²⁾. — Soit une plaque rectangulaire de bismuth dont les

⁽¹⁾ *J. de Phys.*, 2^e série, t. VI, p. 383; 1887.

⁽²⁾ *Poggend. Annalen*, t. XXIX, p. 343 (nov. 1886).

petits côtés sont saisis par des pinces en laiton ; l'une de ces pinces étant chauffée, un flux calorifique va parcourir la lame. Deux fils soudés au milieu des grands côtés sont reliés à un galvanomètre. Les auteurs constatent que si l'on excite le champ, il se produit une force électromotrice transversale.

Ils affirment que cette force électromotrice n'est pas de nature thermo-électrique ; car ils ont vérifié que la température des soudures ne change pas sous l'influence du champ, et que le phénomène est indépendant de la nature des électrodes.

Ce dernier fait est peu surprenant, car le pouvoir thermo-électrique du bismuth est si grand par rapport à celui des autres métaux, en général, qu'on altère peu la force électromotrice d'un couple à bismuth en changeant le second métal.

Quant à la première affirmation, elle ne s'explique que si l'observation n'a porté que sur l'une des électrodes et si le champ a toujours été produit dans le même sens. En effet, d'un côté de la plaque les variations de température résultant des phénomènes 3 et 4 s'ajoutent, tandis qu'ils se retranchent de l'autre côté, et peuvent s'annuler, ainsi que je l'ai montré il y a vingt-huit ans.

En résumé, à mon avis, ce phénomène thermomagnétique transversal n'est pas autonome, puisqu'il résulte de la superposition des deux effets Leduc (3 et 4).

6. *Effet transversal Etingshausen.* — Une lame de bismuth étant disposée comme pour l'observation de l'effet Hall, deux pinces thermo-électriques remplacent les prises de potentiel, mais sont isolées du métal par des lamelles de mica. Un courant électrique étant admis dans cette lame, il se produit sous l'action du champ une différence de température entre les deux points touchés. N'ayant jamais répété cette expérience, je n'ai pas d'opinion sur sa valeur (1).

(1) En raison de l'importante perturbation produite sur l'effet Hall par l'échauffement d'une lame mince plongée dans l'air, j'ai toujours plongé celle-ci dans l'eau.

INTERPRÉTATION MÉCANIQUE DE LA LOI DE GRAVITATION *suite* (1)

Par M. A. SELIGMANN-LUI

III. — INTERPRÉTATION DE LA GRAVITÉ.

9° *Récapitulation des hypothèses.* — Cette valeur est, à un coefficient positif près, celle que doit prendre le premier terme du développement de l'énergie élémentaire de gravité. Nous interpréterons cette identité de forme en admettant que l'énergie élémentaire est fonction du viriel des pressions.

On peut donc interpréter le phénomène de la gravité en partant des hypothèses formulées pour la recherche du viriel minimum. Les petites sphères sont les particules de matière pesante ; leurs dimensions sont négligeables ; elles sont plongées dans un éther universel et indéfini. Entre la matière et l'éther il doit s'exercer des pressions normales à la surface de contact.

10° *Justification de l'hypothèse des pressions.* — Pour qu'il se produise des pressions au contact, il suffit que les deux corps juxtaposés soient différents. Supposons un milieu composé d'atomes constitués eux-mêmes par des chaînes fermées de points matériels en mouvement successif permanent. Un atome étant immobile, toutes les forces, qui s'exercent sur la chaîne de points matériels, doivent s'annuler. On pourra dire qu'il n'y a aucune pression dans le milieu, si les forces extérieures, appliquées à un atome, s'annulent en chaque point de la chaîne, ou tout au moins sur la moitié de cette chaîne. Il y aura pression, si la moitié de la chaîne est soumise à des forces dont la résultante ne s'annule pas ; l'équilibre de l'atome ne sera maintenu que par l'application, à l'autre moitié de la chaîne, d'une force résultante égale et contraire.

Au contact de deux milieux différents, on doit supposer que les forces extérieures, appliquées à un atome, cessent d'être uniformément réparties dans toutes les directions ; dans la direction normale à la surface de séparation, un atome du corps A sera soumis aux forces exercées par le corps voisin B ; il est naturel d'admettre que ces forces dues à B sont différentes de celles qu'exercent, dans la direc-

(1) Voir ce vol. p. 562.

tion opposée, les atomes voisins, appartenant au corps A. La résultante, en chaque point, ne peut être nulle. Un atome, voisin de la surface de contact ne se mettra en équilibre que sous l'action de deux pressions égales et contraires, l'une appliquée du côté du contact, l'autre appliquée dans la direction opposée.

Cette pression de contact sera, par symétrie, normale à la surface de séparation. Sa valeur dépendra de la nature des deux corps en contact ; rien n'indique, *a priori*, qu'elle doive être indépendante de toute autre cause, telle que variation de température, de charge électrique ; mais on peut facilement concevoir que ces influences secondaires soient négligeables, et que la pression de contact soit sensiblement constante entre deux corps donnés. C'est cette hypothèse que nous sommes conduits à admettre, pour l'interprétation de la gravité par les pressions exercées dans un milieu remplissant l'espace.

11° *Hypothèse d'un éther, diélectrique parfait.* — Les pressions au contact des sphères ont pour conséquence des pressions exercées dans tout l'espace, par suite des conditions d'équilibre statique ; la distribution de ces pressions sera déterminée par la condition de stabilité de l'équilibre. Cette distribution sera celle du viriel minimum, si les deux conditions suivantes sont remplies :

1° L'action réciproque de la matière pesante et de l'éther ne produit, dans le système, aucune variation d'énergie cinétique.

2° Cette action réciproque produit un surcroît d'énergie potentielle, qui est fonction du viriel des pressions.

Ces deux conditions seront satisfaites, si l'éther est un diélectrique parfait. Sur les propriétés des diélectriques et leur interprétation, nous renvoyons, pour abrégé, aux paragraphes 12 à 19 des *Bases d'une théorie mécanique de l'Électricité*. Nous avons admis qu'un diélectrique est un corps incapable d'accroître son énergie.

Pour justifier cette conception dans l'hypothèse mécanique, nous avons montré qu'on peut définir des systèmes de points matériels, dont les variations d'énergie restent rigoureusement nulles, quelles que soient leurs déformations. Dans les mêmes systèmes, l'énergie cinétique reste invariable. Il en est donc de même de l'énergie potentielle, qui est la différence entre l'énergie totale et l'énergie cinétique, toutes deux constantes. Mais il faut ici introduire une notion nouvelle, en distinguant entre l'énergie potentielle acquise et l'énergie potentielle empruntée, quantités dont voici la définition.

Dans un système de points matériels, l'énergie potentielle acquise au cours d'une variation du système est mesurée, au signe près, par le travail des forces appliquées aux points du système. Ce travail n'est pas nécessairement égal à la variation du potentiel des forces appliquées au système; car le travail des forces appliquées ne dépend que des déplacements du système, tandis que la variation du potentiel dépend en outre des déplacements des corps extérieurs, quand des forces s'exercent entre le système considéré et ces corps.

Si l'on retranche l'énergie acquise de la variation du potentiel, le surcroît est ce que nous avons appelé l'énergie potentielle empruntée.

Dans les systèmes d'énergie invariable, que nous considérons comme le type schématique du diélectrique, l'énergie cinétique et l'énergie potentielle acquise restent toujours constantes, mais l'énergie potentielle empruntée peut recevoir un accroissement.

On peut donc, sans contradiction, considérer les variations d'énergie potentielle d'un diélectrique, pourvu qu'on les évalue toujours par la variation du potentiel des forces : c'est de l'énergie potentielle empruntée, et l'énergie potentielle acquise ne se localisera que dans les corps conducteurs.

Il en sera ainsi pour la gravité, si l'on considère l'éther comme un diélectrique parfait; l'énergie potentielle, localisée dans l'éther, dont nous cherchons le minimum, est de l'énergie empruntée; l'énergie potentielle acquise aura pour siège les points pesants.

12° *Variations de l'énergie potentielle en fonction du viriel.* — L'hypothèse de l'éther, diélectrique parfait, à énergie cinétique invariable, a pour conséquence une relation entre l'énergie potentielle et le viriel des pressions. Écrivons l'équation de Clausius, qui donne l'expression de l'énergie cinétique moyenne d'un système de points en mouvement :

$$\Sigma (mv^2) = - \Sigma Xx + Yy + Zz .$$

Dans le second membre, la somme Σ s'étend à toutes les forces appliquées à tous les points en mouvement.

Si nous écrivons séparément les termes relatifs aux pressions extérieures et aux forces intérieures, celles-ci se présenteront sous la forme $\Sigma [r \varphi' (r)]$, $\varphi (r)$ étant le potentiel des forces exercées entre deux points matériels; les pressions extérieures, définies par les trois pressions principales P, Q, R, donneront le viriel changé de

signe $-(P + Q + R) d\tau$. Si l'énergie cinétique d'une particule est invariable, l'application d'un système de pression P, Q, R , donnant à la force vive un accroissement $-(P + Q + R) d\tau$, devra s'accompagner d'une réduction égale sur le terme $\Sigma [r\varphi'(r)]$

$$\delta\Sigma [r\varphi'(r)] - (P + Q + R) d\tau = 0.$$

Considérons une déformation de la particule, dépendant d'un paramètre quelconque λ . On aura :

$$(P + Q + R) d\tau = \delta\lambda\Sigma \left[(\varphi' + r\varphi'') \frac{dr}{d\lambda} \right] + \frac{1}{2} (\delta\lambda)^2\Sigma \left[(\varphi' + r\varphi'') \frac{d^2r}{d\lambda^2} + (2\varphi'' + r\varphi''') \left(\frac{dr}{d\lambda} \right)^2 \right] + \dots$$

La variation du paramètre $\delta\lambda$ sera déterminée en fonction de $(P + Q + R)$ et des constantes du système. Or, dans la même déformation, l'énergie potentielle sera donnée en fonction de λ :

$$\delta[\Sigma\varphi(r)] = \delta\lambda\Sigma \left[\varphi'(r) \frac{dr}{d\lambda} \right] + \frac{1}{2} (\delta\lambda)^2\Sigma \left[\varphi'' \frac{d^2r}{d\lambda^2} + \varphi''' \left(\frac{dr}{d\lambda} \right)^2 \right] + \dots$$

La variation de l'énergie potentielle sera donc aussi fonction du viriel $(P + Q + R)$, et des constantes du système. On pourra développer l'énergie potentielle sous la forme :

$$d\tau [h(P + Q + R) + K(P + Q + R)^2 + \dots].$$

Pour toute l'étendue du milieu, l'énergie potentielle aura pour valeur :

$$\int d\tau [h(P + Q + R)] + \int d\tau [K(P + Q + R)^2] + \dots$$

13° *Éther homogène et indéfini.* — Pourvu que h soit constant et positif, le minimum d'énergie potentielle sera obtenu pour le minimum de l'intégrale du viriel; pour que ce minimum donne au viriel, en chaque point, la valeur $\Sigma \left(\frac{m}{r^2} \right)$, il faut que le flux de pressions soit constant. Cette invariabilité peut s'interpréter, si la pression de contact s'accompagne d'une variation de la fonction $\Sigma [r\varphi'(r)]$, qui mesure l'énergie cinétique dans un système permanent. Toute variation locale de $\Sigma [r\varphi'(r)]$, dans une fraction d'un système permanent,

doit être compensée en un point voisin, si le milieu est un diélectrique parfait. Une petite variation de $\Sigma[r\varphi', r]$, fonction linéaire des paramètres de contact, pourra être mesurée par le flux de pressions; la variation inverse exigera un flux de pressions égal, sur une surface voisine; et ainsi de suite, jusqu'à l'infini.

Le viriel $(P + Q + R)$ prenant en chaque point la valeur $\sum \left(\frac{m}{r^2}\right)$, le second terme de l'énergie

$$\int d\tau K (P + Q + R)^2$$

s'identifiera avec la formule expérimentale de l'énergie de gravité $\sum \left(\frac{-mm'}{r}\right)$, pourvu que K soit constant pour tout l'espace, et négatif.

La valeur constante de h et K implique l'hypothèse d'un éther homogène et indéfini, répandu dans l'intérieur de tous les corps; l'intégration pour tout l'espace implique des dimensions négligeables pour les points pesants, centres de pressions.

Quant aux signes de h et k , ils n'ont pas de signification apparente et dépendent de la constitution inconnue de l'éther; on peut remarquer que, si les signes étaient différents, il n'y aurait pas d'état permanent stable, à moins de faire intervenir des forces étrangères à la gravité.

14° *Aucune dissipation d'énergie dans un diélectrique parfait.* — A cette conception de particules pesantes, plongées dans un éther universel, s'oppose immédiatement une objection : comment n'y a-t-il pas dissipation d'énergie dans le milieu enveloppant indéfini? Si le voisinage des particules pesantes modifie l'énergie potentielle de l'éther, la circulation de ces particules devrait communiquer de l'énergie aux régions successivement traversées, d'où dissipation d'énergie et amortissement du mouvement. Or l'expérience ne constate aucune dissipation sensible d'énergie dans les mouvements des planètes.

Un nouveau rapprochement s'impose ici entre l'éther et les corps diélectriques. Après avoir admis la localisation, dans le diélectrique, de l'énergie potentielle due à la charge électrique d'un conducteur, nous avons constaté que cette énergie disparaît instantanément avec la charge, sans échauffement du diélectrique. De même l'énergie de

gravité, localisée dans l'éther qui enveloppe un corps pesant, disparaît instantanément par le déplacement du corps pesant, pour reparaître en d'autres points de l'espace; aucun échauffement ne détermine une dissipation d'énergie aux points où la gravité a cessé de s'exercer.

Nous avons interprété la restitution intégrale de l'énergie électrique, en admettant que le diélectrique ne renfermait pas d'énergie potentielle acquise, mais seulement de l'énergie potentielle empruntée. Nous n'avons rien à changer à cette interprétation pour l'étendre à la gravité; elle est d'accord avec le caractère de diélectrique parfait, que nous avons attribué à l'éther. Pendant le mouvement d'une particule pesante, les pressions s'établissent dans l'éther ambiant, autour du point occupé par le centre de pression; elles disparaissent à mesure que le centre s'éloigne; il n'en résulte, dans l'éther, que des variations d'énergie potentielle empruntée, qui est restituée instantanément, sans échauffement ni dissipation d'énergie.

On ne doit pas supposer que la distribution rayonnante s'établisse dans un temps rigoureusement nul, autour du centre de pression en mouvement, jusqu'à l'infini; il serait inconcevable qu'il n'y eût pas une vitesse de propagation de la gravité comme il y a une vitesse de propagation de l'influence électrique. Mais, pour la gravité, la durée de propagation paraît tout à fait insensible; il semble que cette rapidité de propagation soit liée à la rigoureuse invariabilité de l'énergie cinétique; ce seraient les caractères d'un milieu, qui réalise exactement les données théoriques des systèmes à énergie invariable.

15° *Transmission des pressions de gravité parallèlement au mouvement des corps pesants. Énergie de transmission.* — La théorie précédente a donc pour conséquence nécessaire le déplacement des pressions de gravité, d'un mouvement parallèle au déplacement du point pesant qui en est le centre. C'est un phénomène exactement comparable à la transmission des charges dans un diélectrique, liée au mouvement de l'électricité dans un conducteur voisin; toutefois, en électricité, on réalise par les courants un mouvement permanent de l'électricité dans les conducteurs et des charges dans le diélectrique; tandis qu'on ne voit pas le moyen de reproduire cette permanence pour les mouvements sensibles des corps, et par conséquent pour le transport des pressions de gravité.

En électricité, les attractions électrodynamiques nous ont décelé

l'existence d'une variation d'énergie, déterminée par la transmission des charges dans le diélectrique. Cette transmission n'est possible que moyennant un travail des forces appliquées aux points matériels du diélectrique, ce qui exige une déformation des trajectoires de ces points par rapport à l'état de repos. On conçoit donc sans peine que ces déformations soient accompagnées d'une variation d'énergie; variation positive, car l'état de repos correspond à un équilibre stable, d'énergie minima. Cette condition d'atteindre un minimum, pour une vitesse nulle de transmission, nous a conduits à représenter l'énergie de transmission par la formule $h\sigma^2u^2$, où σ est la charge transmise, u la vitesse de transmission, h un coefficient spécifique du diélectrique. Cette formule se trouve confirmée, puisqu'on peut en déduire les formules expérimentales de l'électrodynamique et du magnétisme. Il paraît légitime de l'étendre à la transmission des pressions de gravité.

La quantité caractéristique du phénomène de gravité est le viriel, dont la valeur est, pour chaque élément de volume $d\tau$ de l'espace,

$\sum \left(\frac{m}{r^2} \right) d\tau$. Cette somme entre en facteur dans l'expression de l'énergie

élémentaire, comme le carré σ^2 de la charge électrique entre en facteur dans l'expression de l'énergie électrostatique; de même, dans la formule de l'énergie de transmission, le viriel des pressions de gravité devra remplacer le carré de la charge électrique.

Le déplacement d'un point pesant, de masse m , détermine la transmission d'une fraction de viriel, égale à $\frac{m}{r^2} d\tau$. C'est une quantité scalaire; il n'y a donc pas à tenir compte de l'angle que fait le rayon r avec la vitesse de déplacement. Si cette vitesse est u , et q un coefficient spécifique de l'éther, l'énergie de transmission devra être représentée par $q \frac{m}{r^2} u^2 d\tau$. Ce sera de l'énergie potentielle empruntée, puisque nous avons admis que l'éther ne peut absorber ni énergie cinétique, ni énergie potentielle acquise. L'énergie de transmission totale, pour tous les points de l'espace, est égale à :

$$qmu^2 \int \frac{d\tau}{r^2}.$$

Cette intégrale, étendue à une sphère de rayon R , est égale à

$4\pi R$. On peut prendre R très grand, mais non infini; car, si l'on supposait que l'énergie de transmission doit être calculée pour tout l'espace, il faudrait admettre en même temps la propagation instantanée, jusqu'à l'infini, de la distribution rayonnante des pressions.

L'intégrale $\int_0^R \frac{d\tau}{r^2}$ est indépendante de m , de u et de la position du point pesant qui se déplace; on peut donc remplacer le produit $q \int \frac{d\tau}{r^2}$ par un coefficient p , spécifique de l'éther.

16° *L'énergie de transmission des pressions de gravité peut s'identifier avec la force vive.* — Le mouvement d'un point pesant, à la vitesse u , déterminera donc dans l'éther ambiant un surcroît d'énergie égal à pmu^2 . C'est la forme de la force vive. Faut-il égaliser le coefficient p à $\frac{1}{2}$, et conclure que la force vive n'est autre chose que l'énergie de transmission des pressions de gravité?

Cette conclusion peut paraître choquante, puisque l'énergie de transmission doit être potentielle, tandis que l'idée même de l'énergie cinétique nous vient des corps en mouvement. Il faut un effort pour s'affranchir d'une idée familière, que l'habitude fait tenir pour évidente: mais, si l'on examine de près les faits expérimentaux sur lesquels repose cette idée, on reconnaît que rien ne contredit l'identification de la force vive avec l'énergie de transmission.

Nous mesurons la force vive par la quantité d'énergie potentielle dépensée pour mettre un corps en mouvement, ou par l'énergie potentielle ou calorifique récupérée par l'arrêt du mouvement.

Rien ne s'oppose à ce que les mêmes mesures s'appliquent aussi bien à de l'énergie potentielle, pourvu qu'on admette les équations fondamentales de la mécanique. Ces équations impliquent la notion de force vive, sans laquelle elles n'auraient plus aucun sens; il peut donc paraître étrange de les maintenir, alors que l'idée même d'énergie cinétique semble s'évanouir. En réalité, cette idée ne fait que changer d'objet: il faut chercher l'énergie cinétique dans les mouvements internes des corps, qui se manifestent par les phénomènes calorifiques.

Quant aux mouvements sensibles, auxquels nous devons la notion expérimentale de force vive, ils ne produiraient en réalité que des

variations d'énergie potentielle ; ou du moins l'énergie cinétique, due à ces mouvements, ne serait qu'un terme négligeable de l'énergie totale mesurable.

Suivant cette conception, les équations fondamentales de la mécanique s'appliquent seulement aux mouvements des points matériels constituant les corps pesants et l'éther ; mais il est facile de les étendre aux mouvements sensibles des corps, comme conséquence de l'équation des forces vives. Il n'y a donc aucune contradiction entre les hypothèses faites et les lois de la mécanique.

17° *Analogies et différences entre l'énergie de gravité et l'énergie électrostatique, entre la force vive et l'énergie électrodynamique.* — Si la force vive est une quantité comparable à l'énergie électrodynamique, faut-il en conclure que des mesures plus précises doivent faire découvrir des réactions entre deux corps en mouvement, par un mécanisme analogue aux attractions électrodynamiques ? Il y a, entre ces deux phénomènes, une différence essentielle : l'énergie électrodynamique dépend d'un vecteur, résultant de la composition de vecteurs élémentaires ; l'énergie de transmission de la gravité dépend d'une quantité scalaire, le viriel, somme de quantités scalaires élémentaires. Dans l'expression de l'énergie en fonction du viriel, le premier terme du développement est linéaire ; intégré pour tout l'espace, il donne toujours la même valeur, quelle que soit la situation relative des points pesants en mouvement ; il n'y aura donc pas de variation d'énergie, pour un déplacement virtuel des trajectoires ; donc point d'attractions dues au mouvement des corps pesants.

Quant au second terme du développement, son ordre de grandeur est entièrement inconnu ; on doit le supposer très petit, puisqu'il ne s'est manifesté jusqu'à présent par aucune attraction mesurable.

On aperçoit donc entre l'électricité et la gravité des différences profondes, tenant à la nature intime des phénomènes. Les analogies semblent dues aux propriétés communes des diélectriques et de l'éther.

Pour les systèmes à l'état de repos, la similitude est manifeste entre la loi de Coulomb et la loi de Newton, qui expriment toutes deux une condition d'équilibre stable, une propriété géométrique des petites déformations. Pour les systèmes en mouvement, on retrouve la même analogie, quoique sous des formes moins voisines, entre l'énergie électrodynamique et la force vive.

18° *Abandon des hypothèses d'action à grande distance.* — La

force vive étant l'énergie de transmission des pressions de gravité, on s'explique que le coefficient de masse se retrouve également dans la loi de Newton, loi de l'état statique, et dans l'équation des forces vives, loi de l'état de mouvement. L'hypothèse des forces exercées à distance, n'expliquait pas la présence de ce coefficient commun, pas plus qu'elle n'expliquait, en électricité, le pouvoir inducteur spécifique des diélectriques. C'est ce qui nous oblige à rejeter l'idée des actions à grande distance; non qu'elle soit plus difficile à concevoir que l'idée d'action au contact, mais parce qu'elle ne s'accorde pas avec les faits.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXVIII; mai 1914.

J.-J. THOMSON. — Les forces entre atomes et l'affinité chimique. — p. 757-770.

Si l'atome est formé de centres chargés d'électricité positive et de centres chargés d'électricité négative, il doit déterminer dans son voisinage un champ de force électrique. En effet, même si l'atome est globalement neutre, les actions des charges de signe contraire ne se détruiront pas entièrement, car elles sont placées en divers points de l'atome; il y aura donc un champ de forces; toutefois il diminuera d'intensité plus rapidement que suivant la loi de l'inverse du carré de la distance, et il ne sera pas symétrique autour de l'atome. Les forces ainsi existantes s'exerceront non seulement entre les atomes dont le groupement constitue la molécule d'un composé chimique, mais encore entre les atomes des divers corps, déterminant ainsi la pression interne, la tension superficielle des liquides, la chaleur latente d'évaporation, la cohésion des liquides et des solides, etc.

Ces propriétés physiques sont dues aux actions s'exerçant entre molécules, tandis que l'affinité chimique est en général due à des forces de même origine, mais s'exerçant entre les atomes constituant une molécule. D'autre part, la considération des actions mutuelles entre atome est peut-être le plus important problème de toute théorie atomique, puisqu'elle fournit l'explication de la majorité des phénomènes physiques et chimiques.

J. de Phys., 5^e série, t. IV. (Octobre-Novembre 1914.)

47

Plusieurs théories, comme celles de Laplace, Boscovich, cherchent à expliquer certains phénomènes physiques en supposant que les molécules s'attirent avec des forces très intenses aux distances moléculaires, mais qui diminuent si rapidement quand la distance augmente, qu'elles deviennent bientôt inappréciables. Dans les théories actuelles, on fait intervenir la structure atomique de la molécule, et on suppose que la force qui s'exerce entre deux atomes A et B est de la forme $C_A C_B \Phi(r)$, C_A et C_B étant deux paramètres caractéristiques des atomes A et B et $\Phi(r)$ une fonction de la distance les séparant.

Si les forces entre les atomes sont dues aux corpuscules et aux centres positifs, elles ne seront pas toujours radiales et dépendront de l'orientation des atomes. On ne pourra les considérer comme radiales qu'*en moyenne*, et dans ce cas elles seront alors fonction seulement de la distance intra-atomique.

Sutherland a été le premier à développer une théorie de cette sorte, et il étudia le cas particulier d'un atome formé d'un doublet électrique dont le moment caractérise l'atome et se conserve dans toutes les molécules composées dans lesquelles il intervient, à condition que le composé reste du même type; il varie au contraire quand le type du composé change.

Sutherland trouva que, pour les éléments non métalliques, le moment électrostatique est proportionnel au volume de l'atome, tandis que, pour les métaux, il est proportionnel aux dimensions linéaires de l'atome.

Einstein et Kleeman ont développé des théories analogues. Les forces exercées par une molécule AB peuvent être cependant représentées comme la résultante des forces dues à des doublets de moment constant dans A et B quand A et B sont tous deux électriquement neutres, par exemple quand aucun d'eux ne contient un excès d'électricité d'un signe quelconque.

J.-J. Thomson cherche dans le présent mémoire à montrer que les composés chimiques peuvent être divisés en deux grandes classes: dans l'une, les atomes sont électriquement neutres, dans l'autre, ils sont chargés soit positivement, soit négativement. Les propriétés des composés sont nettement différentes, suivant que les atomes appartiennent à l'une ou l'autre classe.

J.-J. Thomson commence par à présenter les preuves expérimentales sur lesquelles il s'appuie pour émettre l'hypothèse que dans les molé-

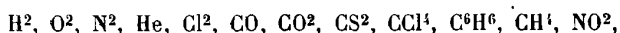
cules de beaucoup de gaz, les atomes ne sont pas électrisés. Ce sont des expériences sur les rayons d'électricité positive.

En particulier dans l'oxyde de carbone les atomes ne sont pas électrisés. Il y a donc des composés dans lesquels la tendance de l'atome électro-négatif à acquérir un corpuscule n'est pas suffisamment forte pour arracher ce corpuscule à l'atome de l'élément électro-positif.

Cependant les expériences sur les rayons positifs montrent que dans certains cas il y a transport d'électricité d'un atome à un autre dans la molécule. En effet on trouve, dans le faisceau des rayons-canaux de gaz tels que l'hydrogène, l'oxygène, le chlore, des molécules négatives. Ces atomes électrisés ont dû, à un moment donné, être positifs, pour avoir été expulsés à travers la cathode avec une vitesse considérable. Ils ont ensuite capté un électron, sont devenus ainsi électriquement neutres, puis ils ont attiré et retenu un corpuscule pris aux molécules à travers lesquelles ils se déplacent.

J.-J. Thomson appelle de telles molécules des molécules ioniques pour les distinguer des molécules dont les atomes ne sont pas chargés.

Une preuve très directe est fournie par l'étude du pouvoir inducteur spécifique K des composés. En prenant comme critérium de l'absence d'ionisation intra-atomique l'existence de la relation $K = n^2$, n étant l'indice de réfraction, on trouve, d'après les expériences, que les molécules des gaz suivants ne sont pas ionisées :



tandis que les molécules des corps suivants sont ionisées :



J.-J Thomson examine ensuite diverses questions relatives à la mobilité des systèmes électrisés, au radical OH, aux divers groupements possibles des mêmes atomes en chimie organique, ainsi que les circonstances pouvant influencer sur l'ionisation moléculaire.

Il étudie aussi les effets chimiques dus aux champs électriques produits par l'ionisation moléculaire, le nombre des molécules actives qu'une molécule peut retenir en combinaison. Enfin il traite dans la dernière partie de son mémoire des conditions d'existence d'un composé chimique et de la valence.

Pour qu'un composé chimique puisse exister sous une forme stable, il doit remplir en effet certaines conditions : une de ses molécules ne doit pas exercer sur les molécules placées dans son voisinage une attraction suffisamment forte pour attirer ces molécules et donner naissance à de nouveaux systèmes ; une autre condition est que les attractions mutuelles des atomes soient assez grandes pour qu'ils ne puissent se séparer sous l'influence des chocs qu'ils reçoivent quand les molécules se heurtent mutuellement. Ces deux conditions dépendent dans une large mesure de la température. Par exemple la vapeur d'iode à haute température est monoatomique, tandis qu'à basse température elle est diatomique.

Si l'on admet que les forces intra-atomiques sont d'origine électrique, l'action d'un atome dans l'espace environnant dépendra de la mobilité des corpuscules d'électricité négative. Le nombre de ces corpuscules mobiles dans un atome serait égal au numéro du groupe auquel il appartient, dans la table de Mendeleef. Ainsi l'hélium et le néon n'ont pas de corpuscule libre ; l'hydrogène, le lithium, le sodium, le potassium en ont chacun 1 ; le magnésium, le calcium, le strontium, 2 ; le bore et l'aluminium, 3 ; le carbone et le silicium, 4 ; l'azote, le phosphore, l'arsenic 5 ; l'oxygène, le soufre et le sélénium, 6 ; le fluor, le chlore, le brome et l'iode, 7.

J.-J. Thomson examine ensuite comment ces corpuscules peuvent être disposés dans l'atome. Si on représente, comme dans la chimie classique, les liaisons par des traits unissant les atomes, on peut concevoir que ces lignes représentent des tubes de force partant d'un atome et aboutissant à un autre. Ainsi tout composé satisfaisant les conditions ordinaires de valence satisfera aussi aux conditions de la nouvelle théorie. Quelques exemples illustrent cette manière de voir. La difficulté n'est d'ailleurs pas d'expliquer pourquoi certains composés non saturés existent, mais bien pourquoi d'autres, de constitution chimique analogue, n'existent pas à l'état libre. Par exemple, puisque dans CO le carbone est combiné avec un élément plus électro-négatif, pourquoi CCl_2 n'existe-t-il pas ?

J.-J Thomson propose une explication de cette anomalie.

DA C. ANDRADE. — Marques régulières sur la surface des fils tendus de métaux mous. — P. 869-871.

Au cours de recherches sur les métaux, l'auteur fut amené à faire

l'expérience suivante. On remplit de mercure un tube formé de deux ballons de verre réunis ensemble par un tube de verre fin terminé par des tubes de caoutchouc. En immergeant l'appareil dans un bain d'acide carbonique solide et d'alcool, on obtient la solidification de la masse et, en cassant le tube de verre, on a des fils de mercure solide. A une température de -78° , l'auteur les a étirés jusqu'à la rupture et il a constaté qu'au lieu d'une contraction symétrique, trouvée dans les métaux, la fracture ne présentait la contraction que dans un azimuth. M. Baker a trouvé un phénomène analogue pour les fils de sodium accompagné de la formation de marques demi-circulaires sur le fil. L'auteur a retrouvé ces marques sur le mercure solide. Les apparences ont été antérieurement observées sur le plomb et l'étain.

L. CALLEDA. — Thermodynamique des radiations. — P. 870.

Complétant un mémoire d'octobre 1913, l'auteur a cherché dans le présent article à établir les points suivants :

1° Puisque chaque fréquence se propage sans altération dans l'espace, la chaleur enlevée à la source par l'émission d'un faisceau de fréquence donnée doit, par application du premier principe de la thermodynamique, être égale à la chaleur absorbée par la rupture. Bien qu'on ne puisse suivre pas à pas un processus irréversible, tel que celui d'une radiation passant d'une température à une température plus basse, la variation de chaleur totale doit être la même que celle calculée pour un chemin réversible. Il faut d'abord calculer la chaleur latente d'émission isothermique par une radiation de fréquence donnée ;

2° On a toujours admis que la densité de l'énergie, pour chaque fréquence, dans une enceinte isotherme, est directement proportionnelle à la chaleur mesurée par l'absorption, ce qui revient à dire que la chaleur latente d'émission est proportionnelle à l'énergie q . Callenda maintient le contraire et montre qu'elle est proportionnelle

$$\text{à } T \left(\frac{dq}{dT} \right) .$$

H. VIGNERON.

HAROLD SMITH. — Etude spectroscopique de la décharge électrique en aigrette dans les acides faibles et les solutions. — P. 801-823.

L'auteur étudie au moyen du dispositif déjà décrit ⁽¹⁾ la décharge en aigrette (*Brush discharge*) au sein d'acides faibles et de solutions salines. L'aigrette se produit à l'extrémité d'un fil de platine, qui affleure au bout d'un tube de verre et qui peut être pris soit comme cathode, soit comme anode. L'auteur cherche à mettre en évidence les différences présentées par les spectres de l'aigrette quand on change sa polarité ou quand on remplace l'eau légèrement acidulée par une solution saline. Les faits essentiels sont les suivants, les deux spectres de l'hydrogène et de l'oxygène. Les bandes de l'azote et de la vapeur d'eau apparaissent seulement un peu plus intenses quand l'aigrette est positive que lorsqu'elle est négative. Au contraire, les raies métalliques sont toujours beaucoup plus fortes quand l'aigrette est négative que dans le cas contraire : elles manquent complètement dans l'aigrette positive, si la concentration de la solution n'est pas très forte.

W.-H. BRAGG. — L'intensité des rayons X réfléchis par les cristaux. P. 881-899.

L'auteur compare avec la théorie de Debye les résultats expérimentaux qu'il a obtenus sur l'intensité des pinceaux de rayons X, réfléchis dans différents ordres par un cristal de sel-gemme : l'accord est très satisfaisant. D'autre part, il met en évidence l'existence dans le diamant d'une bande d'absorption pour les rayons X.

R.-W. WOOD et G.-A. HEMSALECH. — La fluorescence des gaz excitée par les rayons ultra-schumann. — P. 899-908.

Si une étincelle condensée éclate entre deux électrodes, dont l'une est une lame métallique percée d'un trou au voisinage du point de jaillissement de l'étincelle, et si on photographie la région située au-dessus du trou de la lame métallique, on trouve que l'air situé dans cette région émet de la lumière constituée par des radiations

1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. III. p. 430-431; 1913.

ultra-violettes, les bandes de la vapeur d'eau et le deuxième groupe positif de l'azote.

Cette émission est due à la fluorescence de l'air sous l'action de radiations émises par l'étincelle et non à une diffusion dans l'air des radiations de l'étincelle elle-même, car il n'y a aucune correspondance entre l'intensité des raies de l'étincelle et celle des bandes obtenues quand l'air est bien privé de poussières. D'autre part, les radiations excitatrices sont de longueurs d'ondes plus courtes encore que les rayons de Schumann. En effet, une plaque de quartz de 1 millimètre d'épaisseur réduit à 20 0/0 de leur intensité initiale les radiations qui excitent les bandes de l'azote et une plaque de fluorine de 1 millimètre d'épaisseur à 5 0/0 celles qui excitent les bandes de la vapeur d'eau.

Les conditions d'apparition des bandes de la vapeur d'eau sont différentes de celles des bandes de l'azote. Les premières s'affaiblissent considérablement quand l'air soumis aux radiations excitatrices est en mouvement rapide, tandis que les dernières deviennent plus brillantes. Les bandes de la vapeur d'eau s'affaiblissent rapidement en présence d'un excès d'oxygène.

F. CROZE.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE.

T. XII, n^o 1, 2, 3, 4 et 5; 1914.

G. LEMOINE. — Vitesse de décomposition de l'eau oxygénée sous l'influence de la chaleur. — P. 1.

On a étudié la vitesse de décomposition de l'eau oxygénée surtout entre 60 et 80°; aux températures extrêmes, la vitesse est trop lente ou trop rapide pour permettre des mesures exactes. L'influence de la concentration est importante, car, pour les concentrations faibles (eau oxygénée donnant de 20 à 15 volumes d'oxygène), la vitesse de décomposition suit la loi des réactions mono-moléculaires; avec les concentrations plus élevées, la courbe exprimant $y = p$ en fonction de t est d'abord concave, présente ensuite un point d'inflexion, puis devient convexe comme pour les concentrations faibles (p est le poids d'eau oxygénée primitivement contenu dans la solution, y le

pois décomposé). Le point d'inflexion correspond à la composition ($\text{H}^2\text{O}^2 + \text{H}^2\text{O}^2$); cet hydrate existe aux basses températures d'après de Forcrand.

La relation entre p et V_{13} (volume de la solution à 45°) présente aussi un point singulier pour cette composition.

On peut représenter la marche de la décomposition dans tous les cas, en admettant que l'eau a une action catalytique et accélère la décomposition et en introduisant dans la formule, en plus d'un terme K qui représente l'action de la température, un terme qui met en évidence le poids d'eau total (poids primitif additionné du poids d'eau résultant de la décomposition)

$$dy = K(p - y) \left(1 - p + \frac{18}{34} y \right) dt.$$

Cela explique la lenteur de décomposition initiale des solutions concentrées et la stabilité de l'eau oxygénée pure.

Il faut naturellement éviter les influences perturbatrices. Les tubes ayant subi un traitement prolongé à l'eau à 100° , suivi d'une digestion avec l'eau oxygénée, égouttés et employés légèrement humides ont donné les résultats les plus concordants.

ARNALDO PIUTTI. — Sur un mode de représentation des éléments chimiques au moyen de points dans l'espace ordinaire. — P. 58.

L'idéal serait de représenter les éléments par des points dans l'espace à n dimensions en tenant compte de toutes leurs propriétés. Borscher et Schmidt représentent les éléments dans un plan en portant sur l'axe des X les points atomiques et en ordonnées les volumes spécifiques, avec cette particularité que les éléments électropositifs ont des ordonnées positives, celles-ci sont portées négativement pour les autres.

M. Piutti obtient une représentation dans l'espace en portant sur l'axe des z les chaleurs spécifiques des éléments. Par suite de la loi de Dulong et Petit, dans le plan des xz les points représentatifs des éléments satisfont à l'équation $xy = 6,4$ qui est celle d'une hyperbole équilatère et les points représentatifs des éléments se trouvent sur un cylindre hyperbolique coupant le plan des xz suivant cette hyperbole.

Ce cylindre est partagé en deux nappes par la génératrice qui coupe le plan $x = z = \sqrt{6,4} = 2,53$; sur l'une d'elles se trouvent les éléments dont la chaleur spécifique est inférieure à 2,53 et le poids atomique supérieur à cette valeur; sur l'autre les éléments de caractéristique inverse. Cette génératrice représente les éléments pour lesquels le poids atomique est égal à la chaleur spécifique.

Or, de tous les éléments connus, l'hydrogène seul se trouve sur la première nappe; cela concorde avec les conclusions d'autres auteurs qui veulent placer l'hydrogène à part dans les divers modes de représentation périodique des éléments. De plus, sur cette nappe se placeraient également les proto-éléments qui ont disparu de la surface de la terre, mais que l'on retrouve dans le système solaire: coronium, P. atomique, 0,5131; protofluor, P. a. 2, 3604; nébulium, P. a. 1,6273.

A.-F.-O. GERMANN. — Revision de la densité de l'oxygène. Contribution à la détermination de la densité de l'air à Genève. — P. 66.

La détermination exacte du poids du litre normal d'oxygène est aujourd'hui de première importance, puisque l'on rapporte le poids atomique des éléments à ce gaz.

On a employé la méthode du ballon et déterminé le poids du litre de gaz à la température de la glace fondante, sous la pression de 760 millimètres de mercure au niveau de la mer et à la latitude de 45°.

L'appareil est entièrement en verre soudé, sauf les raccords avec les ballons. Ceux-ci sont au nombre de quatre, de dimensions différentes. Les manomètres sont aussi au nombre de quatre, de diamètres différents. L'appareil est purifié par remplissage, après avoir fait le vide, avec de l'oxygène purifié par distillation fractionnée. On a tenu compte de la contraction des ballons par le vide, dans la correction des pesées; ils sont tarés par des ballons de même volume alourdis au besoin, par un peu de mercure. La correction est ramenée à celle qui correspond à des poids en laiton, ceux-ci ayant été étalonnés par comparaison avec 1 kilogramme normal en laiton.

La correction d'altitude et de latitude est presque négligeable; d'après les dernières mesures de M. Guye, elle donne pour l'oxygène une correction additive de 0,000022 et pour l'air de 0,000021. On a

tenu compte de la correction de compressibilité de l'oxygène pour ramener les mesures à la pression normale.

$$A = \frac{LA'_0}{760} - (760 - P),$$

P étant la pression moyenne de fermeture des ballons et A'_0 le coefficient de compression du gaz.

La moyenne des résultats a donné $L = 1,42906$.

Ce résultat est très rapproché de ceux de Morley, 1,42900 et Rayleigh 1,42904. Il est un peu plus fort, cependant l'auteur propose de prendre comme valeur définitive, donnant ainsi un peu plus de poids à ses mesures faites avec de l'oxygène purifié, 1,42905.

On a procédé avec le même appareil à la mesure de la densité de l'air dans le voisinage du laboratoire et on a trouvé 1,2930. Cependant la série semble indiquer un résultat un peu plus faible par hausse barométrique, 1,2927 (défaut d'oxygène) et plus fort par pression décroissante, 1,2832.

F. BRINER. — Sur le caractère atomique de la dynamique chimique des systèmes gazeux. — P. 109.

On a pu dans quelques cas déterminer la chaleur de formation A des molécules grammes des éléments à partir des atomes, on connaît en particulier les nombres suivants :

Corps	Température	Coefficient de dissociation	A en cal.
Iode.....	1390°	0,66	32,4
Brome.....	1050°	0,06	57
Chlore.....	1670°	0,01	113
Soufre.....	2177°	0,50	120
Hydrogène.....	2427°	0,10	130

Pour l'azote dont on ne connaît pas le coefficient de dissociation, A est supérieur à 150 calories.

On peut donc, dans certains cas, établir la chaleur de formation des combinaisons à partir des atomes; pour la combinaison de deux gaz à molécules biatomiques, M^2 et N^2 qui forment le composé MN , si Q est la chaleur de formation à partir des molécules; m et n respectivement les chaleurs de formation des molécules des gaz M^2

et N^2 à partir des atomes

$$A = Q + \frac{m + n}{2}.$$

On a ainsi pour :

HCl.....	Q = 22	A = 443,5
HBr.....	12,4	405,9
HI.....	1,45	84,8

On peut admettre ainsi qu'à partir des atomes toutes les combinaisons chimiques sont exothermiques.

Ces considérations font disparaître certaines contradictions au principe de Le Chatelier, car, à partir de températures suffisamment élevées, la concentration des corps dits actuellement endothermiques doit diminuer avec l'élévation de température et par suite passer avant par un maximum.

Il faut également tenir compte du rôle joué par les atomes dans la vitesse de réaction, même aux températures où la concentration en atomes n'est pas mesurable, ce qui permet d'interpréter les faux équilibres, l'inertie chimique et quelques actions catalytiques.

Enfin, cette considération fournit une base théorique pour l'établissement d'une relation entre la vitesse de réaction et la température dans les systèmes homogènes gazeux.

A. WERNER. — Sur la constitution de la configuration des combinaisons d'ordre élevé. — P. 133.

Revue.

B.-N. MENSCHUTKIN. — Influence des substituants sur l'action du benzène et de quelques benzènes substitués sur le chlorure de benzoyle en présence du trichlorure d'antimoine. — P. 193.

La réaction est accélérée par la substitution de groupes alkylés, et ralentie par la substitution des halogènes. L'influence du trichlorure d'antimoine est accélératrice de la réaction, mais elle doit être considérée comme intermédiaire entre la vraie catalyse et la réaction accouplée dont le produit final est une combinaison moléculaire stable dans les conditions de l'expérience.

G. BAUME. — Remarque sur les courbes de fusibilité de quelques systèmes volatils. — P. 206.

Le principe de la méthode et un certain nombre de résultats ont déjà été publiés en 1911 (1).

En donnant les résultats obtenus depuis, avec ses collaborateurs, l'auteur résume les conclusions que l'on peut tirer de ces travaux.

Les courbes de fusibilité des systèmes connus par d'autres méthodes ont pu être reproduites exactement, sauf pour ceux dont l'allure caractérise la formation de composés d'addition exothermiques. La méthode est limitée par la vitrification, certains mélanges devenant visqueux et donnant par refroidissement de véritables verres incristallisables qui rendent les déterminations pénibles ou impossibles.

On a pu mettre en évidence de nombreux produits d'addition : hydrates de gaz, combinaisons oxoniennes, et vérifier les conceptions de M. Ph.-A. Guye sur le mécanisme des réactions. Ce dernier distingue trois zones de températures caractérisées par l'indifférence (basses températures) ou par la formation de produits d'addition, ou enfin par des produits de substitution (températures élevées). Si les catalyseurs chimiques agissent en donnant des produits passagers d'addition, les catalyseurs physiques semblent plutôt agir en élevant artificiellement et localement la température et faisant ainsi passer les systèmes d'une zone à l'autre.

G. BAUME. — Courbes de fusibilité des systèmes formés par l'oxyde de méthyle avec l'acide chlorhydrique, l'anhydride sulfureux et le chlorure de méthyle. — P. 216.

G. BAUME et E.-L. PERROT. — Courbes de fusibilité des systèmes que forment l'oxyde de méthyle et l'alcool méthylique avec l'ammoniac, l'acide sulfhydrique et l'anhydride carbonique. Densité de quelques gaz liquéfiés. — P. 225.

G. BAUME et A.-F.-O. GERMANN. — Courbes de fusibilité des systèmes formés par l'acétylène, l'éthylène avec l'oxyde de méthyle. — P. 242.

G. BAUME et N. GEORGITSES. — Courbes de fusibilité des systèmes formés par l'acide sulfhydrique, l'éthane et l'acide propionique avec l'acide chlorhydrique. — P. 250.

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 875; 1891.

G. BAUME et G.-P. PAMFIL. — Courbes de fusibilité des systèmes formés par l'acide chlorhydrique et l'anhydride sulfureux avec l'alcool méthylique; mécanisme de la formation des éthers. — P. 256.

G. BAUME et M^{lle} A. TYKOCINER. — Courbe de fusibilité du système anhydride sulfureux-eau. — P. 271.

G. BAUME et W. BOROWSKI. — Courbes de fusibilité des systèmes formés par l'acide chlorhydrique et l'alcool méthylique avec le chlorure de méthyle. Système $\text{CH}^3\text{OH}-\text{H}^2\text{O}$. — P. 276.

M. PRUDHOMME. — L'indice de réfraction au point critique. — P. 282.

Le rapport $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}$ qui représente la fraction du volume total réellement occupé par les molécules vers 20° tend vers une constante en croissant dans une série homologue. Il en est d'ailleurs de même du rapport des densités aux températures ordinaires et critique. Ce rapport, qui au point critique devrait être 0,33 ou 0,25, est environ 3,3 fois plus petit. Cela est d'accord avec les résultats de S. Young qui a montré que le volume critique théorique est plus petit que le volume critique réel.

La considération de l'indice de réfraction au point critique permet de choisir pour certains corps entre l'hypothèse $V_c = 4b$ ou $V_c = 3b$.

A. BERTHOUD. — La chimie physique en 1913. — P. 289.

Revue.

E.-P. WIGHTMAN, P.-B DAVIS, A. HOLMES et H.-C. JONES. — Conductibilités et viscosités des solutions d'iode de potassium et d'iode de sodium dans les mélanges d'alcool éthylique et d'eau. — P. 385.

Suite des études en cours au Laboratoire de chimie de l'Université de Jones Hopkins. Les deux sels produisent une augmentation de la viscosité en passant de 100 0/0 à 60 0/0 d'alcool. Il se produit une diminution continue de la conductivité en passant de l'eau pure à l'alcool pur. Cette diminution est beaucoup plus rapide dans les pourcentages élevés de l'eau. Ces phénomènes peuvent être expliqués par une modification de l'association.

A.-P. MATHEWS. — Relation entre l'attraction de cohésion et l'attraction de gravitation des molécules. — P. 428.

La masse de cohésion d'une molécule M est proportionnelle à la racine cubique du produit obtenu en multipliant la masse de gravitation m par le nombre de valences dans la molécule.

$$M = C (m \cdot \text{Val})^{1/3}.$$

E. BRINER et A. KUHNE. — La décomposition du carbure de calcium et sa formation à partir des éléments. — P. 432.

La présence du charbon (10 0/0) dans le carbure de calcium qui a été porté vers 900°, n'est pas due à la formation de sous-carbures, mais à une décomposition du corps en ses éléments, assimilable à la dissociation des composés exothermiques. L'absence de calcium provient de la volatilisation du métal mis en liberté, qui est brûlé quand on opère en présence de l'air, ou altère la porcelaine quand on opère dans le vide. La réaction est réversible et un mélange de Ca et de C maintenu pendant dix heures dans un creuset de graphite donne un produit qui traité par l'eau dégage, avec un grand excès d'hydrogène, un peu d'acétylène. On ne peut mesurer la tension de dissociation, car la phase gazeuse est constituée par de la vapeur de calcium qui attaquerait tout système manométrique.

La quantité de carbone contenu dans le carbure industriel est faible, parce que la croûte qui recouvre la masse pendant le refroidissement arrête les vapeurs de calcium et limite rapidement la décomposition. Mais pendant la fabrication une partie de la perte en Ca doit être attribuée au départ des vapeurs du métal dans le courant de CO et non simplement à l'entraînement mécanique de la chaux.

R. MARCELIN. — Mécanique des phénomènes irréversibles à partir de la règle de distribution de Boltzmann-Gibbs. — P. 451.

On a donné⁽¹⁾ une formule générale exprimant la vitesse de réaction d'un système susceptible de se rapprocher d'un état d'équi-

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 1063; 1891.

libre irréversible. L'auteur retrouve la même formule en partant de la règle de Boltzmann-Gibbs.

Si on appelle E l'énergie nécessaire pour faire passer les molécules de l'état moyen à l'état actif ou critique (hypothèse de Van t'Hoff) où l'énergie de la molécule gramme est \mathcal{C} et u l'énergie moyenne

$$E = \mathcal{C} - u = RT^2 \frac{dLnv}{dT}$$

v est la vitesse de réaction observable.

D.-E. TSAKALOTOS. — La complexité moléculaire au point de fusion. — P. 461.

En général, les courbes de viscosité des systèmes binaires sont positives et les courbes de fusion présentent un ou plusieurs maxima, cela s'explique en admettant que les constituants forment déjà des combinaisons moléculaires à l'état liquide. Il n'en est pas de même pour les acides gras et l'eau, il semble que ces combinaisons existant à l'état liquide disparaissent à l'état solide.

J.-I. CRABTREE. — La nature de la surtension. — P. 493.

On appelle ainsi la différence entre le voltage de décomposition d'un électrolyte sur le platine platiné et sur le métal étudié. Cette quantité varie avec la température, la densité du courant, le temps de l'action du courant. Le platine platiné est pris comme terme de comparaison parce que la tension de décomposition est constante avec le temps, mais pour avoir des valeurs comparables, il est indiqué d'étudier plutôt la surtension cathodique (la plupart des métaux étant oxydés à l'anode) et dans des conditions de température, de densité, de courant et de temps identiques.

La surtension cathodique par rapport au platine platiné range les métaux dans l'ordre suivant :

Hg	Pb	Sn	Ni	Sb	Cu	Cr	Au	Ag	Ir
0,690	0,585	0,548	0,441	0,425	0,357	0,304	0,350	0,248	0,220 volt

La surtension en fonction de la densité de courant présente un phénomène analogue à l'hystérésis.

Ces phénomènes s'expliqueraient par la pénétration plus ou moins profonde des ions à l'intérieur du métal et l'action catalytique des métaux sur la transformation des ions H en molécules H².

A. BOUTARIC. — Quelques conséquences d'une formule de Lord Rayleigh relative aux milieux troubles. — P. 517.

Partant de la formule de Rayleigh pour les milieux troubles

$$\mu - \mu_0 = nT \frac{D' - D}{2D}$$

μ_0 étant l'indice d'un milieu homogène, n le nombre de particules de volume T introduites par centimètre cube, μ l'indice du milieu trouble; D' et D étant les densités optiques des particules et du milieu. On a dans le cas de particules sphériques :

$$\frac{D' - D}{D} = 3 \frac{K' - K}{K' + 2K},$$

K désignant la constante diélectrique du milieu homogène et K' celle qu'il faudrait attribuer à la substance des particules prise à l'état continu.

M. Boutaric montre que l'on doit avoir alors pour les gaz

$$\frac{D - D'}{D} = 3 \quad \frac{K' - 1}{K' + 2} = 1,$$

c'est-à-dire que K' doit être infini, ce qui est en accord avec la théorie de Lorentz.

On a aussi :

$$T = \frac{2\mu - 1}{3n}$$

le volume des molécules pour les différents gaz est proportionnel à l'excès de l'indice sur l'unité; on en déduit une explication de la loi d'addition des coefficients atomiques de réfraction.

On peut alors calculer la densité des particules :

$$d' = \frac{m}{T} = 673 \cdot 10^7 \frac{M}{\mu - 1}$$

Masse moléculaire. On trouve des valeurs pour les gaz qui sont de l'ordre de grandeur des densités solides.

Enfin, en appliquant aux solutions considérées comme suspension de molécules dissoutes, on a :

$$\mu - \mu_0 = n T \frac{3 n'^2 - \mu_0^2}{2 n'^2 + 2 \mu_0}$$

μ_0 étant l'indice du dissolvant, n' l'indice de la matière dissoute et μ l'indice de la dissolution. On est ainsi conduit à l'interprétation d'un certain nombre des résultats obtenus par M. Cheneveau.

E. BRINER. — Recherches sur le mécanisme de l'action chimique des décharges électriques. Considérations générales. — P. 526.

L'activité des décharges électriques sur les mélanges de gaz est à la fois d'ordre thermique, électronique et électrochimique. Le phénomène est donc très complexe ; l'étude de cette action doit tendre à mettre en évidence la part de chacun de ces facteurs.

E. BRINER et J. KAHN. — Formation de l'ammoniac. — P. 534.

Le système $Az + H^3$, soumis à des décharges électriques, donne lieu à la formation d'ammoniac, et dans les mêmes conditions l'ammoniac pur se décompose jusqu'à une concentration limite identique à la première. Cette concentration limite ne peut être assimilée à un équilibre chimique vrai, puisqu'il dépend d'un système qui n'est pas à une température homogène, mais il caractérise bien le phénomène. Il donne lieu à une contraction, et la mesure de la pression du gaz dans le tube laboratoire permet de constater si on a atteint la limite et de calculer, soit la proportion du mélange combiné, soit la concentration relative ou absolue en ammoniac.

On a étudié ainsi l'effet des décharges sous forme d'étincelles, d'arc et d'effluve. L'influence de la pression montre avec l'étincelle et l'arc un maximum de concentration relative vers 100 millimètres. Avec l'effluve, la quantité d'ammoniac formée est beaucoup plus faible et présente également un maximum vers 100 ou 150 millimètres.

L'élévation de l'intensité du courant dans le cas de l'arc provoque un accroissement de la proportion d'éléments combinés, mais on

peut prévoir une limite. Quant à l'action de la température, il y a pour la proportion d'éléments combinés un minimum à 400°, un maximum voisin de 300°, faiblement marqué; à partir de 400° les électrodes sont attaquées et la marche devient irrégulière.

A. BERTHOUD. — Démonstration par la méthode statistique de la loi de Maxwell généralisée. — P. 564.

La formule de Boltzmann-Gibbs jointe à l'hypothèse des isomères thermiques et de la constance de la chaleur spécifique conduit à des résultats concordant avec la loi de Maxwell généralisée.

J.-R. RYDBERG. — Recherches sur le système des éléments. — P. 585.

Les anomalies des parties extrêmes de la classification méthodique de Mendeleef justifient que l'on cherche à la modifier quelque peu. M. Rydberg propose une classification où les éléments sont classés suivant des numéros d'ordre qui ne sont autres que la série des nombres entiers. Il s'agit ensuite de chercher comment ces numéros peuvent être groupés d'après les propriétés connues des éléments auxquels sont attribués ces numéros et ensuite comment ces propriétés peuvent être déduites de la place dans les groupes et de la valeur même de ces nombres. Il y a d'ailleurs une grande analogie avec la classification de Mendeleef, et les poids atomiques vont en croissant avec les numéros, ce qui met les éléments dans le même ordre, mais il y a quelques différences dans le nombre de places attribuées à chaque groupe.

La division en groupes se fait d'après la formule $G_p = 4p^2$, ces groupes sont interrompus et le dernier numéro d'un groupe peut être considéré comme le premier du suivant. Il admet un groupe G_0 qui comprend un seul terme numéroté 0 et qu'il attribue à l'électron. Le groupe G_1 a quatre termes, les n°s 1 et 4 correspondent à H et He, et les n°s 2 et 3, qui n'existent pas dans la classification de Mendeleef, peuvent être attribués au coronium et au nébulium. Les groupes G_2 avec seize termes et G_3 avec trente-six termes ont le même nombre de termes que dans le système habituel; ils correspondent aux deux séries de huit termes et aux deux séries de dix-huit termes (petites et grandes périodes). On voit que les deux groupes se partagent

naturellement en demi-groupes. Le gros groupe G_1 aurait soixante-quatre termes, dont la moitié, c'est-à-dire trente-deux, doit correspondre aux trente-six termes de la classification de Mendeleef, de X à Nt (n^{os} 56 à 88). La correspondance avec les éléments connus et la croissance des poids atomiques justifie ce nouveau groupement. En somme, on a ajouté deux termes au début; on en retranche quatre dans les dernières séries.

Les propriétés des éléments ainsi groupés peuvent souvent se déduire de leur position dans les groupes partagés en demis et quarts. Tous les groupes commencent par des éléments de valence 0 (gaz rares). On peut alors les représenter en un tableau ou par une ligne sinueuse ou mieux par des cercles concentriques non fermés réunis par des traits entre chaque groupe.

On a quelques relations simples entre les propriétés et le numéro N d'ordre, mais parfois la complication devient assez grande, et il faut admettre des périodes complexes. Pour la valence, on a $V = N - K$, K ayant les valeurs de N pour $V = 0$; mais K subit l'influence de périodes plus compliquées qui donne une prédominance marquée à la valence 3. Les poids atomiques peuvent être également exprimés en fonction de N.

G. ROY.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XLIV, n^{os} 9, 10 et 11; 1914.

H. RUKOP et J. ZENNECK. — L'arc électrique générateur d'oscillations en courant alternatif. — P. 97-111.

En alimentant un arc par du courant alternatif et en plaçant en dérivation sur cet arc un circuit self-induction condensateur de période variable, on constate que le courant dans ce circuit passe par une série de maxima et de minima lorsqu'on fait varier la période d'une façon régulière.

Les maxima correspondent aux harmoniques impaires, les minima aux harmoniques paires. L'importance des maxima va en décroissant, lorsque le nombre des périodes croît, le plus élevé correspondant à l'harmonique 3.

La distinction entre les maxima et les minima se constate pour des fréquences d'autant plus élevées que la résistance du circuit divisé est plus faible.

Lorsqu'on étudie ces oscillations au tube de Braun, on constate que les harmoniques paires s'éteignent à chaque demi-période quand le courant s'annule pour recommencer avec un décalage de 180° .

Ces oscillations se produisent soit avec des charbons homogènes, elles peuvent alors être de même nature que les oscillations de première espèce ordinaire régies par la condition de Duddell, soit avec des charbons minéralisés ; elles correspondent alors à un mécanisme spécial. Les deux modes de production peuvent agir simultanément.

Si le circuit secondaire n'est pas accordé sur une harmonique, on observe au tube de Braun les battements entre cette harmonique et l'oscillation propre du circuit.

Dans le cas de fréquences élevées, supérieures à 300 fois la période du circuit d'alimentation, les charbons minéralisés ne produisent aucune oscillation. Le courant pouvant être pendant quelques instants considéré comme constant, étant donné la période du circuit dérivé, les charbons homogènes engendrent comme un courant continu dans ce circuit des oscillations qui sont, suivant les cas, de première ou de seconde espèce.

L'examen au tube de Braun montre que les premières ont l'air de former deux trains d'onde par demi-période, les autres un seul train durant un quart de période.

R. JOUAUST.

B. BAULE. — Étude théorique des phénomènes se passant dans les gaz dilués.
P. 145-176.

Lorsqu'un gaz très dilué est en contact avec une paroi solide, il se passe au voisinage de cette paroi des phénomènes particuliers ; c'est ainsi que si la température du solide n'est pas la même que celle du gaz, il se produit au voisinage de la surface de séparation une chute de température ; de même si le solide est animé d'un mouvement de rotation, il y a une variation brusque de la vitesse d'entraînement du gaz. L'auteur, renonçant aux hypothèses dont se sont servi Smoluchowski et Kundt et Warburg, cherche à obtenir quelque chose de précis sur ces phénomènes, il s'appuie sur la théorie moléculaire et sur quelques hypothèses concernant la structure et l'agitation moléculaire des solides.

Il trouve ainsi des formules dont la vérification expérimentale est excellente.

FRIEDRICH WÄCHTER. — Détermination du quantum élémentaire électrique par voie thermo-mécanique. — P. 127-144.

Si on suppose que dans l'électrolyse la vitesse des électrons au départ des électrodes est la même que celle d'un corpuscule cathodique pour la même différence de potentiel, et si l'on suppose les électrons en équilibre thermique avec les molécules, on trouve que l'énergie correspondant à la formation de 1 kilogramme d'eau est 1.640.123 kilogrammètres, la chaleur de formation de l'eau correspond à 1.623.496 kilogrammètres.

On peut donc exprimer la tension électrique aussi bien que la température en force vive, et l'on trouve que l'énergie correspondant à 1 volt est 7.500 fois plus grande que l'énergie correspondant à un degré.

On peut alors calculer le quantum électrique à partir de l'énergie cinétique des gaz, de la chaleur spécifique des solides, des liquides ou des gaz ($3,01 \cdot 10^{-10}$, $6,21 \cdot 10^{-10}$, $3,37 \cdot 10^{-10}$, $4,41 \cdot 10^{-10}$ U. E. S.).

On peut donc concevoir l'électricité comme un mouvement des molécules et des électrons. Ceux-ci seraient alors la plus petite portion de matière qui, au repos, ne serait chargée ni de chaleur ni d'électricité.

Les travaux d'Ehrenhoff démontrent d'ailleurs qu'il n'y a ni quantum d'électricité ni électron, au sens actuel de ces mots.

O. LEHMANN. — Brusque changement de forme de cristaux liquides, provoqué par la variation de la force d'orientation par suite de transformations polymorphiques. — P. 112-126.

Le résumé de ce mémoire a paru aux *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, 1914, p. 398.

P. JOB.

E. HOLM. — Théorie électronique statistique du magnétisme.
P. 244-256.

Récemment Kroo ⁽¹⁾ a cherché à établir une théorie statistique du magnétisme sans tenir compte des liaisons des électrons.

L'auteur montre que la manière dont Kroo a traité le problème revient à envisager, pour l'angle α que fait le moment d'une molécule avec la direction du champ, une loi de répartition différente de la loi de Boltzmann utilisée par Langevin.

Il reprend l'étude de la question dans le sens où celle-ci a été envisagée par ce dernier, et montre qu'on arrive à des résultats en contradiction avec ceux de Kroo, mais conformes à ceux obtenus précédemment par Voigt et J.-J. Thomson.

R. JOUAUST.

FERNAND SCHMIDT. — Mesures des variations de la constante diélectrique sous l'influence de la température. — P. 329-336.

Pour le soufre, entre -140° et $+80^{\circ}$, la constante diélectrique croît avec la température, suivant une loi sensiblement linéaire, et de 0,0010 par degré (coefficient de température).

Résultat analogue, entre -160° et $+18^{\circ}$, pour un corps phosphorescent (CaBiNa). Le coefficient de température mesuré (0,0021) est en bon accord avec celui qu'on peut déduire du déplacement des maxima d'excitation de phosphorescence sous l'influence de la température.

CH. FORTIN.

FERNAND SCHMIDT. — Sur le pouvoir actino-diélectrique. — P. 477-496.

Les résultats de Lénard et Sem Saeland sont confirmés dans leurs grandes lignes par le présent travail.

L. BRUNINGHAUS.

⁽¹⁾ Voir ce vol. p. 324.

I. MALMBORG. — Recherche sur le pouvoir amortisseur de chocs de différents matériaux sous des charges variables. — P. 337-368.

Étude expérimentale portant sur le caoutchouc, le liège, la subérite, le feutre imbibé de liquides visqueux.

Les mesures de l'auteur le conduisent aux résultats suivants, dans lesquels C et F désignent les facteurs de l'écart et de sa dérivée première dans l'équation des mouvements amortis :

$$Ms'' + Fs' + Cs = 0 \text{ (M, masse du corps).}$$

A charge constante et pour des chocs d'intensités croissantes, le décrétement logarithmique et la période augmentent ; F est sensiblement constant ; C diminue.

A choc constant et pour des charges croissantes, le décrétement logarithmique et la période diminuent. F et C augmentent.

L'auteur préconise l'emploi de matériaux élastiques imbibés de fluides visqueux (feutre et glycérine).

E.-M. LÉMERAY.

A. EINSTEIN et A.-D. FOKKER. — La théorie de la gravitation de Nordström du point de vue du calcul différentiel absolu. — P. 321-328.

On sait que le mouvement d'un point matériel dans un champ de gravitation satisfait à la loi :

$$\delta \left(\int ds \right) = 0$$

pourvu que l'élément de ligne soit défini par :

$$ds^2 = \sum_{\mu\nu} g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu$$

Les dix quantités $g_{\mu\nu}$ sont des fonctions de l'espace et du temps et caractérisent le champ de gravitation ; ds joue le rôle d'invariant fondamental.

Or, étant données des lois relatives à une multiplicité euclidienne, les méthodes du calcul différentiel absolu permettent d'obtenir les

lois généralisées pour le cas d'une multiplicité correspondant à un élément de ligne donné; des lois de la théorie originelle de la relativité, on pourra ainsi tirer des lois généralisées généralement covariantes.

Ces dernières exprimeront de quelle manière le champ de gravitation influe sur les phénomènes physiques.

C'est ainsi qu'on pourra généraliser le principe de conservation de l'impulsion et de l'énergie. Dans la théorie ordinaire, les propriétés énergétiques s'expriment au moyen d'un tenseur aux composantes $T_{\mu\nu}$. A ces composantes correspondent dans la théorie généralisée les grandeurs $\mathfrak{E}_{\sigma\nu}$:

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \mathfrak{E}_{\sigma\nu} = \sum_{\mu} g_{\sigma\mu} \Theta_{\mu\nu},$$

où g est le déterminant des g , Θ un tenseur contravariant.

Dans la théorie généralisée, les principes de conservation s'expriment sous la forme covariante :

$$\sum_{\nu} \frac{\partial \mathfrak{E}_{\sigma\nu}}{\partial x_{\nu}} = \frac{1}{2} \sum_{\mu\nu\tau} \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_{\sigma}} \gamma_{\mu\tau} \mathfrak{E}_{\tau\nu},$$

où $\gamma_{\mu\tau}$ est le déterminant mineur adjoint à $g_{\mu\tau}$ et divisé par g . Quand l'on envisage l'électromagnétisme ordinaire, les g sont constants, le second membre est nul, les \mathfrak{E} se réduisent aux T , et l'équation ainsi dégénérée exprime le principe de conservation de la théorie ordinaire.

Les considérations générales précédentes s'appliquent aussi bien à la théorie de Nordström qu'à celle d'Einstein-Grossmann. La différence des deux théories consiste en ce que, dans la première, on admet que, grâce à un choix convenable du système de référence, le principe de constance de la vitesse de la lumière peut être vérifié. Les auteurs montrent maintenant que, par le choix d'un système de référence convenable, les dix quantités g se réduisent à une seule, Φ^2 . On a alors :

$$s^2 = \Phi^2 dx_1^2 + \Phi^2 dx_2^2 + \Phi^2 dx_3^2 - \Phi^2 dx_4^2 \quad (x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z, x_4 = ct).$$

Il reste à déterminer Φ^2 . On y parvient au moyen d'une équation différentielle qui, ainsi que celle de Poisson, doit avoir un caractère scalaire. Cette équation est déterminée si l'on s'impose les condi-

tions suivantes : elle doit être du second ordre et être une généralisation de l'équation de Poisson. Les auteurs montrent que finalement on peut la faire concorder entièrement avec l'équation fondamentale de la théorie de Nordström.

Les méthodes du calcul différentiel absolu fournissent ainsi une vue nette du contenu formel de cette théorie; en outre, les auteurs estiment que, de toutes les théories, satisfaisant au principe de constance de la vitesse de la lumière, celle de Nordström mérite la préférence.

E.-M. LÉMERAY.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XV; 1914.

W.-H. KEESOM. — Sur l'aimantation des corps ferromagnétiques en relation avec l'hypothèse de l'énergie au zéro absolu. — P. 8-17, 86-88.

Deux formules ont été proposées par Planck pour représenter l'énergie E d'un résonateur de fréquence ν à la température absolue T :

$$E = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad \text{et} \quad E = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} + \frac{h\nu}{2},$$

où h est égal à $6,7 \cdot 10^{-27}$ et K à $1,22 \cdot 10^{-16}$. Dans le premier cas, pour $T = 0$, on a $E = 0$; dans le second, pour $T = 0$, E est égal à $\frac{h\nu}{2}$; c'est-à-dire qu'il existe encore au zéro absolu une énergie égale à un demi-quantum. La loi du rayonnement noir peut être obtenue indifféremment avec l'une ou l'autre formule; de même la loi de variation de la chaleur spécifique $\frac{dE}{dT}$ d'un corps solide.

Einstein et Stern ⁽¹⁾ ont montré que les expériences réalisées par

(1) *J. d. Phys.*, 5^e série, t. III, p. 553; 1913

Eucken sur la chaleur spécifique de l'hydrogène sont bien représentées dans l'hypothèse de l'énergie au zéro absolu. D'autre part, Oosterhuis (1), grâce à cette même hypothèse, a introduit avec succès la théorie des quanta dans la théorie du paramagnétisme de Langevin. Il a pu expliquer les écarts que présentent la plupart des corps par rapport à la loi de Curie.

L'auteur s'est proposé un problème analogue pour l'aimantation spontanée des substances ferromagnétiques. Il calcule d'abord l'énergie de rotation moléculaire en l'absence d'une force directrice. Puis il introduit l'expression trouvée dans la théorie de Weiss. Pour cela, il tient compte de l'action du champ, car si l'énergie de rotation des aimants moléculaires dépend des fréquences qui interviennent dans le corps considéré, l'existence d'un champ magnétique peut les modifier et l'énergie de rotation doit dépendre du champ. On peut calculer en fonction de $\frac{T}{T_c}$ (T_c étant la température absolue de perte du ferromagnétisme), le rapport $\frac{\sigma}{n\mu}$ de l'aimantation spontanée σ au produit de la masse magnétique moléculaire μ par le nombre n des aimants moléculaires. On a une bonne concordance avec les courbes obtenues pour la magnétite et le nickel par Weiss et Kamerlingh Onnes, tandis que la courbe calculée d'après l'équipartition s'en écarte aux basses températures.

Une conséquence importante de l'hypothèse de l'énergie au zéro absolu est que l'aimantation à cette température est différente de l'aimantation à saturation $n\mu$ qui aurait lieu si tous les aimants moléculaires étaient parallèles.

L'auteur étudie encore quelques conséquences relatives au ferromagnétisme au-dessus du point de Curie.

L. MANDELSTAM. — Rayonnement d'une source lumineuse qui se trouve au voisinage immédiat de la surface de séparation de deux milieux transparents. — P. 220-225.

Quand une source lumineuse se trouve au voisinage immédiat de la surface de séparation de deux corps transparents, il se passe un phénomène dont les lois ordinaires de la réfraction ne rendent pas

(1) *J. de Phys.*, ce volume, p. 92.

compte. Dans le milieu le plus réfringent, la lumière qui vient d'un point situé dans le milieu le moins réfringent n'est pas limitée à un cône dont l'ouverture est égale au double de l'angle limite. La lumière est rayonnée dans toutes les directions. On peut le montrer aisément. Sur une cuve remplie jusqu'aux bords d'une solution fluorescente, on place un prisme à angle droit en verre. La surface hypothénuse est en contact avec le liquide. On projette l'image d'un filament de lampe Nernst sur la surface de séparation du verre et du liquide. On observe la lumière envoyée par cette image, à travers le prisme, en se plaçant du même côté que la source, sous des angles variables. Quand l'angle de la direction d'observation avec la normale à la surface est petit, on observe une lumière intense. Quand l'angle d'observation atteint l'angle de réflexion totale, la plus grande partie de la lumière disparaît. Mais elle ne disparaît pas complètement. Il y a encore de la lumière envoyée et qui provient de la partie de l'image qui est très rapprochée du plan de séparation.

L'auteur établit la théorie de ces phénomènes.

ERWIN FREUNDLICH. — Sur le déplacement des lignes du Soleil vers l'extrémité rouge du spectre d'après les hypothèses de Einstein et Nordström. — P. 369-371.

Dans son mémoire « Sur l'influence de la pesanteur sur la propagation de la lumière », Einstein (1) a déduit de sa théorie l'existence de deux effets.

La vitesse de la lumière c_0 et par conséquent sa direction est modifiée par un champ de gravitation. Si Φ est le potentiel de gravitation, la vitesse devient :

$$c = c_0 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2} \right).$$

De même la fréquence ν_0 devient :

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2} \right).$$

On peut donc prévoir un déplacement vers le rouge égal à $\frac{\nu_0 - \nu}{\nu}$, soit $\frac{\Phi}{c^2}$.

(1) *Ann. d. Phys.*, XXXV., p. 898; 1911.

D'autre part, Nordström⁽¹⁾ a prévu à partir de sa théorie de la gravitation un déplacement des raies sans déviation de la lumière.

En fait, les recherches de Yewell et de Buisson et Fabry ont montré qu'il existe un déplacement vers le rouge des raies du soleil. Ces auteurs l'attribuaient à un effet de pression. Or Evershed⁽²⁾ a mesuré les déplacements de 140 lignes du spectre. Ces déplacements ne peuvent être dus à la pression, car des raies dont la sensibilité à la pression est différente et même de sens contraire présentent des déplacements égaux vers le rouge. Evershed explique ces déplacements par des courants qui se produiraient dans les couches supérieures du Soleil. Selon l'auteur, les théories d'Einstein et de Nordström peuvent aussi bien rendre compte de ces déplacements. Elles peuvent aussi expliquer pourquoi Halm⁽³⁾ a observé que le déplacement vers le rouge augmente vers le bord du Soleil. Si on admet que les raies périphériques proviennent de couches plus profondes, elles doivent subir une chute de potentiel plus forte.

RENÉ WURMSER.

RUDOLF RUER et KIOSUKE KANEKO. — Transformation polymorphique à température constante reliée à un grand dégagement de chaleur et à une grande variation des propriétés magnétiques. — P. 17-18.

En étudiant par une méthode magnétométrique la variation en fonction de la température des propriétés magnétiques des alliages contenant 55 0/0 de fer et 45 0/0 de cobalt, les auteurs ont constaté qu'au voisinage de 980° la température de l'éprouvette restait constante pendant un temps assez long, la perméabilité diminuant en même temps. Au refroidissement, la réapparition du magnétisme est accompagnée d'un palier dans la courbe des températures en fonction du temps, mais ces phénomènes se produisent à des températures plus basses que lors de l'échauffement.

Avec du fer pur, le palier de la courbe de température est de plus courte durée et la différence entre les courbes descendante et ascendante est moins marquée.

Ces faits conduisent les auteurs à conclure que dans le cas des alliages fer-cobalt, il y a bien transformation d'une variété de cristaux

(1) *Phys. Zeitschr.*, XIII, p. 1126; 1912.

(2) *Kodaik. Observatory Bulletin*, n° 36.

(3) *Astr. Nachr.*, CLXXIII.

en une autre et non pas, comme on l'admet pour le cas du fer β , une simple discontinuité dans la loi de variation de la chaleur spécifique.

R. JOUAUST.

K. KÄHLER. — Enregistrement de la teneur en émanation de l'air du sol à Postdam au moyen de l'électromètre de Benndorf. — P. 27-31.

L'auteur utilise un cylindre creux de zinc fermé à sa partie supérieure et enterré dans un trou de 1^m,50 de profondeur et de 0^m,45 de diamètre. Dans l'axe est disposé un fil isolé relié à l'aiguille de l'électromètre. Un mouvement d'horlogerie charge tous les quarts d'heure l'aiguille et le fil à 150 volts et l'électromètre enregistre la déperdition.

La teneur moyenne calculée sur 289 jours d'observation est de $0,22 \times 10^{-7}$ E. S. E. par centimètre cube.

Endrös avait trouvé à Munich $1,2 \times 10^{-7}$ (moyenne de quatre mois) et $0,8 \times 10^{-7}$ à Zusmarshausen en Souabe; Göckel, de 2 à 7×10^{-7} E. S. E. à Fribourg (Suisse).

Ces écarts tiennent à la nature géologique du sol.

C'est en été que la teneur est la plus élevée (septembre, $0,27 \times 10^{-7}$; juillet, $0,26 \times 10^{-7}$) et en hiver qu'elle est la plus faible (janvier, $0,16 \times 10^{-7}$; novembre, $0,18 \times 10^{-7}$).

La variation diurne montre une double période avec un maximum principal à sept heures du soir et un autre à six heures du matin, le minimum principal s'observe vers midi, il en existe également un autre plus faible vers minuit. Cette variation ressemble à celle de la chute de potentiel et surtout à celle de la pression atmosphérique.

On doit considérer les variations de la pression atmosphérique comme causes principales des variations de la teneur en émanation. Par vent fort, elle croît et ne semble présenter aucune relation avec la conductibilité électrique de l'air.

J.-R. WRIGHT et O.-F. SMITH. — Détermination de la variation de la teneur en émanation du radium dans l'atmosphère en fonction de l'altitude. — P. 31-39.

Les auteurs ont employé la méthode d'absorption par le charbon de noix de coco à la détermination de la quantité d'émanation du ra-

dium existant dans l'atmosphère de Manille (altitude, 5 mètres) et dans celle du sommet du mont Pauai à 2.460 mètres d'altitude.

La teneur moyenne en émanation, rapportée à son équivalent de radium, est par mètre cube de $82,48 \times 10^{-12}$ gramme à Manille alors qu'elle descend à $19,8 \times 10^{-12}$ gramme au sommet du Pauai.

La quantité d'émanation présente dans l'atmosphère varie en un lieu donné entre des limites très étendues suivant l'état météorologique. Un temps pluvieux accompagné de vent donne toujours des valeurs plus faibles que par temps calme et beau.

Les valeurs obtenues sont plus élevées la nuit que le jour.

R. FRIC.

AGNÈS POCKELS. — Angle de raccordement et extension des liquides sur les solides. — P. 39-46.

Détermination d'angles de raccordement en utilisant un procédé analogue à celui employé dans la mesure des angles des cristaux. Les observations ont été faites successivement dans deux cas distincts : soit dans le cas de l'équilibre obtenu après avoir fait progresser la goutte liquide sur la paroi solide ; soit en étendant artificiellement la goutte à l'aide d'un fil métallique et en attendant qu'elle se rétracte spontanément. Ces deux angles ont la même valeur dans quelques cas, mais sont généralement un peu, différents.

Les déterminations ont porté sur des lames solides de verre et de platine convenablement nettoyées et sur les liquides suivants : eau, glycérine, benzine, éther ordinaire, sulfure de carbone, huiles. Quelques autres mesures ont été faites en employant comme substances solides des lames de zinc, de cuivre, des lames cristallines, de la glace. D'après les résultats obtenus, l'eau mouillerait parfaitement la glace, le verre, les métaux et la plupart des substances inorganiques.

Le mémoire contient les valeurs des angles de raccordement trouvés pour les liquides qui ne mouillent pas parfaitement les solides.

II. LABROUSTE.

K. SCHAPOSCHNIKOW. — Sur une action pondéromotrice des ondes électromagnétiques. — P 46-47.

« Les ondes traversant un corps actif absorbant tendent à le faire tourner autour d'un axe parallèle au rayon ; le sens de rotation est contraire au sens de rotation du plan de polarisation. »

Considérons un électron (ou un ion) vibrant sous l'action du champ électrique E dû à une onde électromagnétique. Si ξ est l'écart à la position d'équilibre, le moment est :

$$m = e(\xi E),$$

où e est la charge. Si, dans l'unité de volume, il y a N électrons de charges e_i et d'écart ξ_i ($i = 1, 2, \dots$), le moment total est :

$$(1) \quad \mathfrak{M} = (pE),$$

le vecteur $p = \sum_1^N e_i \xi_i$ est la polarisation électrique du diélectrique. D'après Drude (1),

$$4\pi\xi = \alpha E + \beta \text{curl } E,$$

α et β étant des fonctions de la longueur d'onde. En faisant la somme pour les différents écarts, on a :

$$4\pi p = \epsilon E + f \text{curl } E \quad \left(\epsilon = \sum_1^N e_i \alpha_i, f = \sum_1^N e_i \beta_i \right).$$

En portant p dans (1), on a l'expression du moment moteur.

Si, par exemple, les ondes tombent normalement sur une lame plan-parallèle, on a :

$$4\pi p_x = \epsilon E_x + f \frac{\partial E_y}{\partial z}; \quad 4\pi p_y = \epsilon E_y - f \frac{\partial E_x}{\partial z}; \quad p_z = 0.$$

Alors

$$\mathfrak{M}_x = 0, \quad \mathfrak{M}_y = 0, \quad \mathfrak{M}_z = f \frac{\partial}{\partial z} \frac{E_x^2 + E_y^2}{4\pi}.$$

1) P. DRUDE, *Lehrbuch d. Optik*, p. 389; 1906.

La valeur moyenne pendant une période T est :

$$M = f \frac{dw}{dz}, \quad \text{avec} \quad w = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{E_x^2 + E_y^2}{4\pi} dt.$$

Si le corps est transparent pour les ondes données, w ne dépend pas de z , M est nul. Sinon $\frac{dw}{dz}$ n'est pas nul; il est *négligé* puisque E^2 décroît quand z augmente. Or f est, pour une longueur d'onde donnée, proportionnel à la rotation du plan de polarisation et de même signe.

Donc le moment moteur est de sens contraire à la rotation du plan de polarisation.

E.-M. LÉMERAY.

H. STARK. — Méthode stroboscopique pour la démonstration et la mesure de faibles décalages. — P. 47-48.

L'auteur applique la méthode stroboscopique à la démonstration, par projections, des différences de phases de courants alternatifs dans les moteurs asynchrones.

W. H. JULIUS. — Sur la réfraction de la lumière dans les masses gazeuses tourbillonnantes et sur les taches solaires. — P. 48-54.

L'auteur développe la théorie des taches solaires qu'il a donnée déjà ⁽¹⁾ et d'après laquelle la distribution de lumière qui produit l'aspect des taches solaires est due aux variations dans la densité de la matière gazeuse solaire entraînée dans des tourbillons : tourbillons, dont l'existence a été retrouvée expérimentalement au moyen du spectrohéliographe et confirmée par la présence d'un effet Zeeman. L'auteur est d'ailleurs arrivé à produire des apparences analogues au moyen de tourbillons artificiellement provoqués.

A. LO SURDO. — Sur l'analogie électrique du phénomène Zeeman. — P. 122.

L'auteur indique qu'il a retrouvé le phénomène étudié par Stark

(¹) *Phys.*, 2^e s. XI, p. 56; 1910.

au niveau de la première couche cathodique dans un tube de Geissler étroit rempli d'hydrogène à basse pression. Il n'est pas nécessaire alors d'introduire un champ électrique artificiel.

Si l'on observe perpendiculairement au champ, on trouve que H_{γ} est divisée en cinq composantes, les trois composantes intérieures vibrant perpendiculairement, et les deux composantes extérieures vibrant parallèlement au champ.

En observant parallèlement au champ, on trouve trois composantes non polarisées.

A. GARBASSO. — Considérations théoriques sur le phénomène de Stark.
Lo Surdo. — P.

L'auteur fait remarquer que le phénomène observé par Stark et Lo Surdo ne peut s'interpréter théoriquement en adoptant le modèle d'atome donné par J.-J. Thomson, même si l'on introduit la généralisation de Voigt. Au contraire, si l'on adopte, comme l'a fait Bohr, le modèle de Rutherford, en introduisant dans les équations de Bohr, qui donnent la fréquence des raies d'un spectre en séries, des termes relatifs à l'action d'un champ électrique, on retrouve les caractères principaux du phénomène présenté par les raies de l'hydrogène quand on observe perpendiculairement au champ.

J. STARK. — Remarque sur une communication de M. Lo Surdo. — P. 215.

L'auteur réclame contre Lo Surdo la priorité de l'observation de l'effet électrique, soit transversal, soit longitudinal, sur les raies spectrales, et insiste pour qu'on n'appelle pas l'effet qu'il a découvert phénomène Stark-Lo Surdo.

K. F. HERZFELDT. — L'effet Zeeman dans les théories des spectres en séries basées sur la théorie des quanta. — P. 193-198.

L'auteur applique à l'effet Zeeman les théories des séries spectrales de l'hydrogène données par Bohr et par Hasenöhr. Dans les deux théories, comme dans la théorie de Ritz, l'électron effectue dans le champ magnétique un mouvement de précession. La façon la plus simple et la plus plausible d'appliquer la loi des quanta est

de supposer les quantités qu'elle conditionne rapportées au plan de précession. Dans ces conditions, on obtient avec les deux théories un triplet normal. La théorie de Bohr donne en outre un déplacement de l'ensemble du triplet et un élargissement des composantes proportionnel au carré du champ, qui devient sensible seulement pour les termes de rang élevé d'une série et pour des champs assez intenses.

F. CROZ.

K. FREDENHAGEN. — Disparition de l'effet photoélectrique pour les surfaces métalliques fraîchement grattées en l'absence de gaz chimiquement actifs. — P. 65-68.

Depuis quelque temps déjà se répand parmi les physiciens l'opinion que l'effet photoélectrique doit vraisemblablement être accompagné de réactions chimiques. L'auteur, en 1912 et Greinacher, en 1913 l'ont prétendu à la Société de Physique de Berlin; Pohl et Pringsheim⁽¹⁾ sont persuadés que les phénomènes chimiques doivent fortement augmenter l'intensité de l'effet photoélectrique.

Les deux importants mémoires de Fredenhagen et de Küstner paraissent prouver sans conteste que l'effet Hertz du zinc disparaît, si l'on prend soin d'éliminer aussi complètement que possible les gaz qui peuvent réagir sur le métal (oxygène, eau).

L'explication la plus simple consiste à admettre que l'absorption de la lumière est liée à un effet photochimique et qu'il y a une émission d'électrons proportionnelle à la réaction, comme cela se produit dans les expériences de Haber et Just⁽²⁾. Il résulte d'ailleurs de ces dernières recherches qu'il suffit de traces extraordinairement petites de gaz pour entretenir pendant très longtemps un courant notable : 1 milligramme d'oxygène suffirait à entretenir pendant quatre mille ans une densité de courant de $10^{-10} \frac{\text{amp.}}{\text{cm}^2}$.

Cette théorie, basée sur un *effet de réaction*, permet de rendre compte de la *fatigue photoélectrique* : il se formerait une pellicule extrêmement mince qui protégerait de plus en plus le métal contre une attaque ultérieure, et on conçoit pourquoi la diminution est d'abord rapide, puis plus lente ; après la formation de la première

¹⁾ *Physikalische Zeitschr.*, XIV, p. 112; 1913.

²⁾ *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, 1041; 1911.

couche, les réactions sont encore possibles, grâce aux gaz qui diffusent dans l'intérieur.

L'expérience cruciale de cette théorie a été réalisée par Küstner, dans le mémoire publié ci-dessous.

H. KUSTNER. — Disparition de l'effet photoélectrique pour les surfaces de zinc fraîchement grattées en l'absence de gaz chimiquement actif. — P. 68-75.

On conçoit, d'après le mémoire précédent, qu'il faille éliminer complètement les moindres traces de gaz actif : or, les meilleures pompes moléculaires de Gaede sont tout à fait insuffisantes.

Après avoir atteint le meilleur vide possible, on le parfait par l'emploi du potassium chauffé, dans la vapeur duquel on fait passer des effluves ; dans ces conditions, on absorbe tous les gaz du tube et on favorise le dégagement de gaz des parois et des autres parties métalliques.

Pour avoir des surfaces très propres, l'auteur a imaginé un gratteur électromagnétique, fonctionnant dans le vide, pouvant gratter plusieurs milliers de fois en peu de minutes, et assez énergique pour qu'on aperçût les pellicules arrachées.

Les résultats obtenus peuvent être ainsi résumés :

1° Des surfaces propres de zinc, en l'absence de gaz chimiquement actifs, ne donnent aucun effet photoélectrique mesurable ; ce dernier est certainement inférieur au millième de l'effet normal ;

2° En présence de gaz actifs, la *fatigue photoélectrique* s'explique bien par la réaction des gaz sur le métal et par la diffusion de ces gaz vers la lamelle de zinc. On observe alors :

a) Soit une diminution de l'effet avec le temps (fatigue ordinaire due à un effet de réaction) ;

b) Soit une augmentation due à la diffusion des gaz vers le zinc ;

c) On est même arrivé à compenser les deux effets et à obtenir une émission d'électrons qui ne varie pas avec le temps.

3° La présence des gaz neutres ne produit aucune influence sur le phénomène, tout au moins tant que l'ionisation par chocs n'intervient pas.

Il y a lieu d'insister sur l'importance de ces expériences, qui paraissent devoir modifier considérablement nos idées sur l'effet photoélectrique.

MARCEL BOLL.

GUSTAVE MIE. — Remarques à propos de la théorie de gravitation d'Einstein.
P. 145-121 et 169-176.

L'auteur montre que la théorie d'Einstein n'est en somme qu'un cas particulier de sa propre théorie. La théorie de Mie conduit, d'après lui, à des formules plus claires que celle d'Einstein. L'auteur montre quelles hypothèses supplémentaires permettent de déduire la théorie d'Einstein de la sienne.

En particulier la généralisation du principe de relativité que fait Einstein ne signifie pas autre chose que l'existence d'une relativité du potentiel de gravitation, relativité qui existe dans la théorie de Mie et qui s'y introduit beaucoup plus simplement. Quant à l'hypothèse de « l'équivalence », elle n'est pas soutenable; la démonstration d'Einstein repose sur des hypothèses supplémentaires, d'ailleurs contradictoires. L'égalité des deux masses paraît impossible.

En tout cas, l'essai de généralisation d'Einstein, travail si ingénieux et qui lui a coûté tant de peine, n'a abouti qu'à des résultats négatifs.

Le mémoire se termine par quelques mots sur les deux théories de Gunnar Nordström.

E. GEHRCKE. — Modèle pour expliquer l'émission lumineuse.
P. 123-126.

L'auteur développe un « modèle » plus simple que celui de Bohr (*Phil. Mag.*, XXVI, 1 ; 1913).

Lorsqu'un électron possède une énergie cinétique $\frac{mv^2}{2}$ par rapport à l'atome et qu'il la transforme en énergie de vibration de fréquence ν , on a :

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu.$$

Soit r_1 la position d'équilibre de l'électron; il ne peut rejoindre cette position qu'en partant de points situés à des distances r_2, r_3, \dots , etc., de l'atome telles que :

$$r_p = p^2 r_0 \quad (p = 1, 2, \text{etc.} .)$$

De cette hypothèse, l'auteur déduit la série de Balmer. L'appliquant au calcul de l'effet Zeemann, il obtient, contrairement à Bohr, des résultats conformes à la théorie de Lorentz, enfin il peut calculer la répartition de l'énergie dans le spectre :

$$\frac{dE\nu}{\nu} = \frac{\nu^3}{e^{Cte \cdot \nu} - 1}$$

expression qui est bien l'expression obtenue expérimentalement.

J. LAUB. — Quelques phénomènes observés dans le passage de rayons de Röntgen durs à travers les corps. — P. 140-141.

Les rayons X très durs ayant passé à travers des épaisseurs de charbon de bois de 3 ou 9 centimètres ou à travers du soufre donnent des photographies dont l'aspect rappelle celui d'un halo.

Cet effet est sans doute dû à un rayonnement secondaire de ces corps diffracté par les atomes.

D. VORLÄNDER. — Anisotropie optique des cristaux liquides. P. 141-145.

Tous les cristaux liquides sont uniaxes et leurs molécules ont une forme linéaire allongée.

L'auteur nie l'existence de cristaux liquides biaxes annoncée par Lehmann et par Wallerant.

Les cristaux liquides optiquement actifs ont une biréfringence négative ; leur activité est due à l'asymétrie de leur molécule qui a la forme d'un feuillet ; les cristaux liquides inactifs sont positifs, leur molécule a la forme d'un bâtonnet.

HANS THIRRING. — Oscillations réticulaires et chaleurs spécifiques des corps polyatomiques. — P. 127-133 et 180-185.

Extension au cas des corps polyatomiques de la théorie de Born et Kármán. On peut alors calculer à partir des constantes élastiques les chaleurs spécifiques aux basses températures des cristaux cubiques polyatomiques.

Application à : ClNa , ClK , F_2Ca , S_2Fe ; les écarts avec l'expérience ne dépassent pas 4 0/0.

A. EINSTEIN. — Principes de la théorie généralisée de la relativité et de la gravitation. — P. 176-180.

Les critiques de M. Mie tiennent à une compréhension inexacte de la théorie d'Einstein. Cette erreur s'explique d'ailleurs par ce fait que les principes de la théorie n'avaient pas encore été posés bien clairement. L'auteur s'efforce de le faire dans ce travail.

G. JAUMANN. — Question de priorité pour la théorie de gravitation. P. 159.-160.

L'auteur a publié une théorie de la gravitation huit mois avant Abraham. Il se plaint du silence gardé sur cette théorie qui permettrait des vérifications expérimentales.

CONGRÈS DE VIENNE

CHARLES G. BARKLA (Edimbourg). — Rayonnement caractéristique de Röntgen. P. 160.

Résumé des propriétés de ce rayonnement.

J. KERN. — La question de la répartition de l'intensité dans les photographies des interférences des rayons de Röntgen. — P. 136-140.

Pour des distances infinies de la source au cristal et du cristal au plan d'observation, les plans réfléchissent proportionnellement au carré de la densité moléculaire et proportionnellement à un facteur qui dépend de la répartition de l'énergie dans le spectre et de l'agitation thermique (ceci est encore vrai pour des distances finies). L'influence de l'agitation thermique est d'autant plus faible que la densité moléculaire est plus grande.

M. BORN. — Méthode des vibrations propres dans la théorie des chaleurs spécifiques. — P. 185-191.

La théorie de Debye repose sur l'hypothèse suivante :

Les $3n$ vibrations propres du réseau moléculaire coïncident avec

les $3n$ premières vibrations propres qu'admettrait le corps supposé continu. Cette hypothèse a permis d'obtenir pour les gaz, bien qu'elle soit évidemment absurde dans ce cas, des résultats conformes à l'expérience.

L'auteur montre que dans le cas particulier de deux phases (liquide-cristal, ou deux liquides) en présence, elle conduirait à des résultats faux.

LUDWIG FOPPL. — Forme fondamentale du réseau du diamant. — P. 191-193.

C'est l'intersection d'un tétraèdre et d'un rhombododécaèdre.

P. JOB.

C. KRUTKOW. — De l'hypothèse de quanta de lumière indépendants découle la formule de rayonnement de Wien. — P. 133-136.

Rappelons que la théorie des quanta de lumière d'Einstein — ou, comme on dit encore, la théorie des atomes de lumière — repose sur trois hypothèses :

1° Tout d'abord l'hypothèse des quanta de Planck, à savoir qu'un résonateur de fréquence ν ne peut prendre comme énergie que les valeurs $0, h\nu, 2h\nu, \dots, ph\nu, \dots$;

2° Ces valeurs de l'énergie sont prises grâce à l'apport de quantités (*Beiträge*) élémentaires, indépendantes les unes des autres et chacune égale au quantum $h\nu$.

3° Enfin il existe de ces quanta de lumière dans l'espace vide de matière.

En s'appuyant sur ces hypothèses, l'auteur montre qu'on parvient — non pas, comme on pourrait s'y attendre, à la loi de rayonnement de Planck — mais à la loi de Wien, qui met l'énergie U_ν de fréquence ν émise par un corps noir sous la forme :

$$U_\nu = h\nu e^{-\Lambda h\nu}$$

(où Λ est une constante), et qui, d'après les mesures de Paschen, est insuffisamment vérifiée par l'expérience.

N. UNOW. — Un sens possible de la théorie des quants. — P. 380-382.

L'hypothèse des quants de Planck naquit des échecs des tentatives qui s'efforçaient de déduire les lois expérimentales du rayonnement et des chaleurs spécifiques de la loi d'équipartition de Maxwell. La cause de ces échecs n'a pas encore été élucidée, et, tant qu'il en sera ainsi, on n'est pas autorisé à rejeter la loi d'équipartition.

L'auteur s'efforce, dans le présent mémoire, d'obtenir la loi de rayonnement de Planck à partir de la loi d'équipartition de Maxwell, et ceci au prix de deux hypothèses complémentaires :

1° L'éther — ou, si l'on préfère, le champ électromagnétique — est sensible d'une manière différente vis-à-vis des mouvements désordonnés des molécules ;

2° Cette sensibilité est déterminée par le nombre d'oscillations propres de la molécule et donnée par la fraction $\frac{1}{h\nu}$, où ν est la fréquence de la molécule et h est une constante universelle, puisqu'elle dépend exclusivement des propriétés de l'éther.

MARCEL BOLL.

H. RUKOP et J. ZENNECK. — La transformation d'un courant de haute fréquence en un courant de fréquence triple. — P. 145-152.

Le principe de la méthode, indiqué déjà dans un précédent article⁽¹⁾, consiste à utiliser un arc pour tripler la fréquence d'un courant alternatif. C'est en effet une propriété bien connue que la tension aux bornes d'un arc présente dans certaines conditions un harmonique 3 très important. A l'aide d'un circuit oscillant monté en dérivation, il est aisé de le faire entrer en résonance et de l'utiliser pour des mesures.

Les auteurs ont recherché les conditions les plus favorables pour l'application de la méthode et ont déterminé le rendement qu'il est possible d'obtenir en opérant avec des courants primaires de fréquences 4 000 et 8 000 périodes par seconde. La puissance L absorbée dans l'arc était mesurée avec un électromètre binaire de

(1) J. ZENNECK, *Physikalische Zeitschrift*, t. XIII, p. 953 (1912), et *J. de Phys.*, 5^e série, t. III, p. 76; 1913.

Dolezalek. En même temps on déterminait l'intensité I_3 du courant de fréquence triple dans le circuit oscillant monté aux bornes de l'arc.

Si R est la résistance totale effective de ce circuit, le rapport $\frac{RI_3^2}{L}$ est le rendement cherché.

Les expériences ont permis d'étudier l'influence des facteurs suivants : longueur de l'arc, atmosphère où il jaillit, intensité du courant d'alimentation, capacité et résistance du circuit oscillant. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec un arc de très faible intensité enfermé dans un vase clos primitivement rempli d'air. Il faut avoir soin d'intercaler une résistance inductive dans le circuit d'alimentation. Dans ces conditions, le rendement peut s'élever à 49 0/0 ou à 41 0/0, la fréquence du courant primaire étant de 4 000 ou de 8 000 périodes par seconde. Les puissances mises en jeu dans les expériences étaient très petites : on ne pouvait, dans de bonnes conditions de rendement, dépasser 30 watts. Les auteurs espèrent étendre leurs recherches à des puissances beaucoup plus importantes en employant des tensions plus élevées et en faisant agir sur l'arc un champ magnétique de fréquence égale à celle du courant d'alimentation.

E. BOMPIANI et G. RUMELIN. — Un dispositif pour les mesures calorimétriques. — P. 152-154.

Les auteurs décrivent un calorimètre servant à mesurer des chaleurs de réaction à diverses températures. Cet appareil présente notamment les particularités suivantes : 1° le couvercle est formé d'une caisse en laiton parcourue par un courant d'eau dont la température peut être maintenue constante et réglée à volonté à une valeur très voisine de celle du calorimètre. On évite ainsi en grande partie les pertes de chaleur par conduction causées par l'agitateur, les pipettes, la résistance chauffante, etc., en contact plus ou moins direct avec l'air extérieur : 2° les mesures de température sont réalisées à l'aide d'un thermomètre à résistance formé d'un fil de platine intercalé dans un pont de Wheaststone. L'auteur discute et met en évidence par des exemples la sensibilité de la méthode. Bien qu'elle ne mette en œuvre que des appareils techniques d'usage courant, la précision des mesures dépasse beaucoup celle qu'on pourrait obtenir avec un thermomètre à mercure. Une variation de tem-

pérature d'un degré correspondait à une déviation du galvanomètre de 700 millimètres.

A. M. TYNDAL et G.-W. WHITE. — Les propriétés des blocs de sélénium. — P. 154-155.

Les auteurs ont étudié de petits cubes de sélénium cristallisé qu'ils utilisaient soit comme cellules de première espèce (conductibilité, mesurée dans une direction perpendiculaire à celle de la lumière), soit comme cellules de seconde espèce (conductibilité mesurée suivant la direction de la lumière). Toutes choses égales d'ailleurs, les variations de résistance avec l'éclairement furent toujours beaucoup plus grandes dans le dernier cas. Ces expériences permettraient de supposer que l'action de la lumière sur le sélénium n'est pas due, comme on le pensait jusqu'ici, à un changement de conductivité de cette substance, mais à une modification des résistances de contact. À l'appui de cette hypothèse, les auteurs allèguent les faits suivants. La résistance apparente d'un bloc de sélénium cristallisé dépend dans une très large mesure de la nature des électrodes; elle s'accroît quand on lime les surfaces de contact; elle varie avec la tension appliquée, la direction du courant, la pression aux électrodes. Ces propriétés, déjà étudiées dans beaucoup de cristaux (1), s'expliquent par la présence d'une résistance de contact élevée.

PAUL DE LA GORCE.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. LXXXIV; 1913.

SPERANSKI. — La tension de vapeur des solutions saturées. — P. 160-168.

Les résultats se rapportent à NaCl et ont été obtenus par la méthode de l'ébullition. L'application de la formule de Raoult :

$$\frac{p_0 - p}{p_0} = \frac{n}{N + n}$$

(1) Voir en particulier STREINTZ, *Physikalische Zeitschrift*, t. XII, p. 845 (1911) et *J. de Phys.*, 5^e série t. I, p. 1047; 1911.

donne pour le poids moléculaire 20,4, et on trouve :

$$i = \frac{58,5}{20,4} = 2,87,$$

alors que ce rapport ne peut dépasser 2. Il doit y avoir formation d'un hydrate.

PAWLOWITSCH. — Détermination des solutions aqueuses saturées par la méthode de l'ébullition. — P. 169-178.

Les expériences ont porté sur So^4Cu , $3\text{H}^2\text{O}$, SO^4Na^2 , AzO^3K , ClO^3K . On a trouvé :

1° Que la grandeur $\text{RT} \log \frac{p_0}{p}$ qui représente le travail nécessaire pour séparer une molécule d'eau du sel qui la sature croît de façon à peu près linéaire avec la température ;

2° La formule de Bertrand :

$$p = K \left(\frac{T-L}{T} \right)^{50},$$

s'applique bien quand la solubilité du sel varie peu avec la température ; dans les autres cas, l'exposant est inférieur à 50 ;

3° La formule de Speranski : $p = a \log C + b$, où C désigne la concentration, ne s'applique bien qu'aux solutions des deux premiers corps.

WAHL. — Recherches optiques aux pressions élevées. — P 179-202.

Les études ont porté sur le tétrabromure de carbone et l'acide propionique bibromé en $\alpha\beta$; la pression s'est élevée jusqu'à 1.500 kilogrammes par centimètre carré.

1° Pour le tétrabromure, on sait qu'il existe dans les conditions ordinaires sous deux modifications, l'une cubique stable, l'autre monoclinique instable.

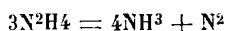
Une variation de pression de 16 kilogrammes par centimètre carré élève le point de fusion de 1° et le point de transformation de 0°,5 seulement, les deux courbes ne se coupent donc pas aux pressions élevées et la modification monoclinique ne peut être amenée à la fusion. Le triple point théorique serait réalisé pour une pression négative considérable.

2° L'acide bibromopropionique existe sous deux variétés monoclinales.

Quand on refroidit le liquide, c'est en général la variété instable qui cristallise; elle fond à 51°, mais ce liquide se solidifie en donnant la variété stable qui fond à 64°. L'expérience a montré que les deux courbes de fusion s'éloignent l'une de l'autre quand la pression s'élève et c'est toujours la même variété qui est instable.

GUTBIER. — La catalyse de l'hydrazine par le noir de platine. — P. 203-249.

En présence du noir de platine, l'hydrazine se détruit suivant l'équation :



on ne peut assigner à la réaction aucun ordre constant ; la cinétique de cette réaction varie beaucoup avec l'échantillon du catalyseur.

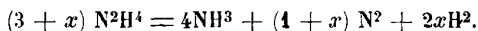
Enfin la diminution rapide de la constante des vitesses tient à ce que l'ammoniac libéré paralyse l'action du platine. En présence d'hydrate de baryum, la destruction a lieu suivant un processus différent représenté par :



et même, quand la proportion de baryte augmente beaucoup la réaction se rapproche de :



En somme, si x désigne le rapport du nombre de molécules de baryte à celui des molécules d'hydrazine, la réaction se représente par :



La soude a une action analogue, mais elle doit être en quantité moléculaire double.

Ces résultats conduisent à admettre le processus suivant. L'hydrazine, au contact du platine, se sépare d'abord en azote et hydrogène, mais cet hydrogène réduit deux autres molécules d'hydrazine en donnant de l'ammoniac ; la présence des bases fortes empêche la réduction par l'hydrogène qui reste gazeux.

Les vitesses des réactions sont à peu près proportionnelles à la quantité de platine.

SMITS. — Réponse à l'article de Tammann sur la nouvelle théorie de l'allotropie de Smits. — P.

Suite de la discussion. Il y a dans l'article de Tammann des erreurs et des malentendus.

TAMMANN. — Le diagramme d'état de l'eau. — P. 257-292.

On sait que, s'appuyant sur un nombre de faits encore petit, Tammann pense que la classification des formes polymorphiques peut être faite d'après la position mutuelle des surfaces Γ représentant les potentiels thermodynamiques. Quand deux de ces surfaces ne se coupent pas, les formes correspondantes appartiennent au même groupe, quelles que soient leurs stabilités respectives. Le présent travail critique et expérimental justifie l'hypothèse précédente. Il resterait à trouver la relation précise entre les surfaces Γ des formes appartenant à un même groupe. On connaît de la sorte quatre groupes de cristaux de glace et quatre formes au moins se rattachant au premier, deux au moins au troisième et probablement davantage aux autres. L'introduction de l'hypothèse de Tammann simplifie les diagrammes d'état en limitant le nombre des courbes d'équilibre et des points triples; elle réunit en un même groupe toutes les formes constituées par les mêmes molécules.

TAMMANN. — Les relations entre la surface des volumes et le polymorphisme de l'eau. — P. 293-312.

On avait d'abord cru pouvoir affirmer que pour l'eau la surface des volumes qui, dans les conditions ordinaires est anormale, devenait normale pour les pressions supérieures à 3.000 kilogrammes par centimètre carré, mais des expériences plus récentes montrent que les anomalies se poursuivent jusqu'à 20.000 kilogrammes et on en a conclu l'existence de deux nouveaux groupes de formes cristallines. Le présent travail est destiné à contrôler ces résultats. Il existe en effet six groupes cristallins pour l'eau, le sixième n'étant réalisé que pour des pressions et des températures élevées. Mais, en outre, les relations entre les volumes et les entropies des différentes espèces moléculaires de l'eau correspondent aux relations des groupements cristallins.

KUESSNER. — Les différences de solubilité aux diverses faces des cristaux.
P. 313-320.

Il s'agit d'un court travail théorique dont le but est de montrer que les hypothèses faites conduisent à des résultats contradictoires et que le matériel expérimental est insuffisant pour les vérifications.

HANTZSCH. — Influence de la concentration et des diversions métalliques incolores sur l'absorption des solutions salines colorées. — P. 321-347.

On sait que les métaux alcalins et alcalino-terreux et même le thallium et l'argent peuvent donner avec certains anions des sels polychromes ou des sels chromoisomères. Cela arrive toutes les fois que la structure de l'anion n'est pas invariable et les variations de couleur, c'est-à-dire d'absorption lumineuse, sont dues à ces variations de constitution. Mais les anions colorés de constitution invariable ne donnent que des sels monochromes. C'est le cas des ferrocyanures, des chromates, des bichromates, des permanganates et des chloroplatinates. Le présent travail a été entrepris pour savoir si, malgré tout, l'ion métallique n'aurait pas, même dans ce cas, une faible influence sur l'absorption lumineuse et la couleur. Et, en effet, des mesures précises ont montré l'existence de cet effet, mais seulement pour les solutions très alcalines et très concentrées des chromates; il est surtout très faible pour les anions inorganiques; pour les anions organiques, les variations de l'absorption lumineuse ne sont sensibles en solutions étendues que pour les dissolvants autres que l'eau. Enfin les divers ions métalliques se rangent à ce point de vue dans l'ordre suivant : Ca, Sr, Ba, Li, Na, K, Rb, Cs.

SWINNE. — Une preuve de la loi de solubilité des gaz de Dolezalek donnée par l'émanation du radium. — P. 348-352.

Soit l le coefficient de solubilité du gaz, d la densité et M le poids moléculaire du dissolvant liquide, n le nombre de molécules-grammes du gaz par litre de l'espace qu'il occupe, q la fraction de molécules du gaz dissous; on a d'après Dolezalek :

$$l = \frac{q}{1 - q} \frac{1000d}{nM}$$

Cette formule ne se montre suffisamment approchée que pour les dissolvants non associés.

GEORGIEVICS. — La nature du phénomène de partage d'une substance entre deux dissolvants liquides. — P. 363-364.

Les lois proposées jusqu'ici pour ce phénomène sont insuffisantes et il semble qu'on doive le rapprocher du phénomène d'absorption ; des travaux ultérieurs développeront cette analogie.

PLOTNIKOW et ROKOTJAN. — La conductibilité des solutions d'iode dans le brome. — P. 365-370.

Le phénomène est très remarquable ; la conductibilité soit spécifique, soit moléculaire, diminue quand la dilution augmente. Les bromures d'iode dissociés en ions aux grandes concentrations sont détruits par la dilution. Enfin ici le dissolvant a une faible constante diélectrique.

EULER et CATTEL. — La destruction de l'acide monochloracétique. P. 371-379.

La réaction :



est fortement catalysée par l'ultra-violet.

SMITS. — La loi des transformations graduelles d'Ostwald et la théorie de l'allotropie. — P. 385-409.

L'application de la théorie de l'allotropie due à Smits conduit aux conséquences théoriques suivantes :

1° Quand on refroidit brusquement la vapeur d'une modification stable, il se sépare un liquide ou bien celle des phases solides possibles dont la composition est la plus voisine de celle de la vapeur ;

2° La précipitation brusque d'une substance allotropique d'une de ses solutions donne un solide dont la composition correspond à l'équilibre interne de la solution.

Dans le cas où l'on opère lentement, les phénomènes sont moins

simples, et leur explication exige cette autre hypothèse que chaque phase prépare en quelque sorte la formation de nouvelles phases. Il en résulte que, si les diverses modifications d'une même substance ont des compositions très différentes, celle qui se sépare spontanément du liquide refroidi a la composition la plus voisine de celle du liquide et se transforme à son tour suivant la même règle. Il en est de même pour les phases obtenues en partant de la vapeur ou par précipitation d'une solution sursaturée. Mais on connaît à cette règle de nombreuses exceptions dans les cas où les diverses modifications ont des compositions voisines.

LOHNSTEIN. — La loi de Tate. — P. 410-418.

L'auteur reprend les arguments qu'il a déjà donnés contre l'interprétation théorique de la loi de Tate soutenue par Morgan et ses élèves.

POLAK et VAN DER GOOT. — Les équilibres hétérogènes dans les systèmes anhydride sulfureux-halogènes. — P. 419-450.

Ce travail rassemble des résultats nouveaux avec des résultats déjà obtenus par Smits, qui avait étudié les équilibres hétérogènes solide-liquide dans le système $\text{Cl}^2\text{-SO}^2$ jusqu'à -130° . La difficulté consiste dans la formation de SO^2Cl^2 , qui a lieu même dans l'obscurité, mais lentement ; on la surmonte en opérant rapidement. On a déterminé les courbes de solidification des mélanges binaires $\text{SO}^2\text{-SO}^2\text{Cl}^2$ et $\text{Cl}^2\text{-SO}^2\text{Cl}^2$, d'où l'on déduit l'essentiel pour le système ternaire $\text{SO}^2\text{-Cl}^2\text{-SO}^2\text{Cl}^2$.

Le camphre se montre un catalyseur remarquable de l'équilibre $\text{SO}^2\text{Cl}^2 \rightleftharpoons \text{SO}^2 + \text{Cl}^2$.

Avec le brome, les courbes de fusion ont des formes analogues, mais on n'a pas réussi à obtenir SO^2Br^2 .

A. SÈVE.

QUELQUES EXEMPLES D'APPLICATION DE LA MÉTHODE DES CYCLES FERMÉS;

Par M. E. BOUTY.

1. — Quand on veut appliquer les principes de la thermodynamique à un système donné, on tend de plus en plus à abandonner, même dans l'enseignement, la méthode des cycles fermés. On préfère recourir aux méthodes analytiques qui font usage de l'énergie interne et de l'entropie.

La méthode géométrique des cycles a cependant, au point de vue pédagogique, l'avantage de serrer la réalité physique de plus près. Elle est plus intuitive et souvent conduit au but d'une manière aussi rapide. C'est ce que je voudrais rappeler, par quelques exemples, dans cet article tout à fait exempt de prétentions à l'originalité.

2. — Soit, en premier lieu, à établir les propriétés des chaleurs spécifiques des fluides saturés. Considérons (*fig. 1*) le cycle élémentaire ABCD formé par deux lignes isothermes infiniment voisines et deux éléments AB et CD de la courbe de saturation.

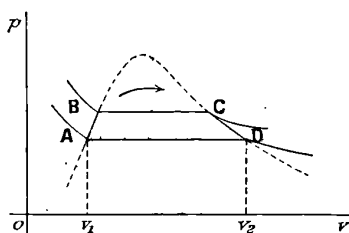


FIG. 1.

Appliquons d'abord le principe de l'équivalence. Soient v_1 et v_2 les volumes spécifiques, c_1 et c_2 les chaleurs spécifiques du liquide saturé et de la vapeur saturée, P la pression maximum. De A en B et de C en D il faut respectivement fournir et enlever au système du liquide et de sa vapeur des quantités de chaleur $c_1 dT$ et $c_2 dT$ dont la signification est évidente. Le long de BC il faut lui fournir $L + \frac{dL}{dT} dT$ et le long de DA lui enlever L . En résumé, on a

fourni $\left[(c_1 - c_2) + \frac{dL}{dT} \right] dT$ qui doit équivaloir à l'aire du cycle $(v_2 - v_1) \frac{dP}{dT} dT$

$$(1) \quad c_1 - c_2 + \frac{dL}{dT} = \frac{1}{J} (v_2 - v_1) \frac{dP}{dT}.$$

Le principe de Carnot appliqué sous la forme $\int \frac{dQ}{T} = 0$, qui convient aux cycles fermés, donne à son tour :

$$(c_1 - c_2) \frac{dT}{T} + \frac{d\left(\frac{L}{T}\right)}{dT} dT = 0,$$

ou

$$(2) \quad c_1 - c_2 + \frac{dL}{dT} = \frac{L}{T}.$$

De (1) et (2), on tire immédiatement les deux formules classiques :

$$(3) \quad L = \frac{T}{J} (v_2 - v_1) \frac{dP}{dT}.$$

$$(4) \quad c_2 - c_1 = \frac{dL}{dT} - \frac{L}{T}.$$

3. — Au lieu de chercher ce que deviennent ces équations quand on suppose que la vapeur, à une assez grande distance du point critique, est assimilable à un gaz parfait, même au voisinage immédiat de la saturation, ayons plutôt recours à un nouveau cycle fini que nous constituerons de la façon suivante :

Deux récipients étant portés aux températures T_1 et $T_2 > T_1$, extrayons du premier un gramme de vapeur saturée que nous surchauffons d'abord à T_2 sous volume constant, puis à laquelle nous ferons subir une compression isotherme jusqu'à la pression P_2 de la vapeur saturée à T_2 . Liquéfions cette vapeur, ramenons au premier récipient un gramme de liquide après l'avoir refroidi de T_2 à T_1 , enfin vaporisons à T_1 . Le cycle est fermé et réversible.

Appliquons d'abord le principe de l'équivalence et, pour cela, énonçons d'abord le lemme suivant dont on peut faire un fréquent usage :

Quand un cycle fermé comprend des opérations isothermes exécutées sur des gaz parfaits, il est loisible, pour appliquer le principe de l'équivalence, de faire abstraction de ces opérations, car elles comportent des quantités de chaleur fournie et de travail produit qui s'équivalent exactement (énergie intérieure invariable).

Si nous remarquons de plus que le travail de refoulement du liquide sous la pression P_1 est négligeable, il n'y a plus à considérer que : 1° les quantités de chaleur nécessaires pour échauffer la vapeur et refroidir le liquide entre les températures T_1 et T_2 ; et 2° les chaleurs latentes de vaporisation et de condensation. Soient c la chaleur spécifique de la vapeur, α celle du liquide, on doit avoir :

$$(5) \quad L_1 + (c - \alpha)(T_2 - T_1) - L_2 = 0,$$

$$(5 \text{ bis}) \quad L - (c - \alpha)T = C^{\text{te}}.$$

La chaleur latente est une fonction linéaire de la température.

4. — On admet généralement qu'entre 0° et 100° on peut assimiler la vapeur d'eau à un gaz parfait, même au voisinage de la saturation. Essayons donc d'appliquer à l'eau la formule (5 bis).

Ici α est sensiblement égal à 1. La chaleur spécifique C de la vapeur d'eau est, d'après Regnault, 0,4805. M. Leduc⁽¹⁾ donne pour

le rapport $\frac{C}{c}$ relatif à la vapeur d'eau 1,373, d'où $c = 0,35$. La formule (5 bis) se réduit donc à :

$$(6) \quad L + 0,65T = C^{\text{te}}.$$

D'autre part, Regnault représente exactement la chaleur latente de la vapeur d'eau par la formule empirique :

$$L + 0,695t = 606,5,$$

ou

$$(7) \quad L + 0,695T = 796,2.$$

La fonction est bien linéaire, mais le coefficient 0,695 de T dans la formule (7) l'emporte sur le nombre théorique 0,65 d'environ 70/0. Au voisinage immédiat de la liquéfaction, la vapeur d'eau ne peut donc être que très grossièrement assimilée à un gaz parfait.

Nous en verrons au paragraphe 6 une preuve plus frappante.

(1) LEDUC, *Ann. de physique*, t. IV, p. 47; 1915.

5. — Pour appliquer au cycle précédemment considéré le principe de Carnot, il faut, bien entendu, rétablir la quantité de chaleur $\frac{R}{J} \log \frac{v_2}{v_1}$ correspondant à l'opération isotherme. v_1 et v_2 sont ici les volumes spécifiques de la vapeur saturée à T_1 et à T_2 . Nous obtenons :

$$\frac{L_1}{T_1} + (c - x) \log \frac{T_2}{T_1} + \frac{R}{J} \log \frac{v_2}{v_1} - \frac{L_2}{T_2} = 0,$$

or

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2 P_1}{T_1 P_2}, \quad \frac{R}{J} = C - c;$$

ce qui, toutes réductions faites, donne :

$$(8) \quad \frac{L}{T} - (C - x) \log T + (C - c) \log P = C^{\text{te}}.$$

Cette formule permet de calculer la pression maximum P en fonction de la température. Il suffit d'y remplacer $\frac{L}{T}$ par sa valeur tirée de (5 bis). $c - x$ étant une constante pour un fluide donné, on arrive définitivement à la formule :

$$(9) \quad \log P = \frac{C - x}{C - c} \log T + B - \frac{A}{T}$$

dans laquelle B et A sont deux constantes déterminées par les valeurs que l'on assignera à la pression maximum P_0 et à la chaleur latente L_0 à la température T_0 .

La forme de fonction exprimant $\log P$ a été donnée pour la première fois par Athanase Dupré⁽¹⁾.

6. — Si l'on adopte pour valeurs de la chaleur latente de la vapeur d'eau et de la pression maximum à 0° les nombres 606,5 et 4^{mm},60 de mercure donnés par Regnault ; que l'on exprime les pressions en millimètres de mercure et que l'on passe des logarithmes népériens aux logarithmes vulgaires, en conservant d'ailleurs les valeurs 0,4805 et 0,35 de C et c , utilisées au § 4, on trouve :

$$(10) \quad \log_{10} P = -3,98 \log_{10} T + 15,550 - \frac{1427}{T}.$$

(1) Ath. DUPRÉ, *Théorie mécanique de la chaleur*, p. 97, Paris, 1869.

Or Bertrand (1) a montré que la formule empirique

$$(10 \text{ bis}) \quad \log_{10} P = - 3,8682 \log_{10} T + 17,44324 - \frac{2795}{T}$$

représente d'une manière à peu près parfaite les pressions maximum de Regnault entre $- 30^{\circ}$ et $+ 230^{\circ}$.

La formule (10), au contraire, donne des résultats *tout à fait inacceptables*. Il n'y a pas lieu d'en être surpris (voir § 4), mais bien plutôt de s'étonner de la concordance de la forme, de la coïncidence des signes des termes dans les deux formules et de la presque identité des coefficients de $\log T$ (ce coefficient ne dépendant que de C, c et x). La différence n'est que de 3 0/0.

7. — Il suffira de rappeler ici que les formules (5 bis), (8) et (9) s'appliquent immédiatement aux phénomènes de dissociation monovariants comprenant une phase gazeuse, par exemple : dissociation du carbonate de chaux.

8. — On peut aborder par les mêmes méthodes le problème traité par Gibbs de l'équilibre dans un mélange gazeux homogène.

On sait que la théorie de Gibbs se fonde sur la double hypothèse que l'énergie interne et l'entropie d'un mélange de gaz parfaits sont respectivement égales à la somme des énergies internes et des entropies des gaz constituants supposés occuper chacun le volume entier du mélange. La première de ces hypothèses ne soulève aucune difficulté, l'énergie interne d'un gaz parfait ne dépendant pas de son volume. Au contraire, l'entropie dépend essentiellement du volume, et si l'on voulait appliquer l'hypothèse de Gibbs au mélange d'un gaz avec lui-même on aboutirait, comme je l'ai montré jadis, à une contradiction (2).

On ne saurait se passer de l'hypothèse de Gibbs. Mais on peut, comme l'a fait van t'Hoff, lui donner une interprétation physique saisissante en imaginant des parois perméables à un seul gaz. On réaliserait de telles parois en imprégnant un tampon poreux d'un liquide dans lequel l'un des gaz serait supposé soluble, à l'exclusion

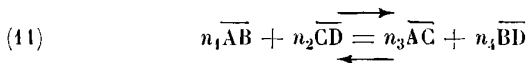
(1) BERTRAND, *Théorie mécanique de la chaleur*, p. 93, Paris, 1887.

(2) JAMIN et BOUTY, *Cours de phys. de l'École polytechnique*, 1^{er} supplément, p. 52 en note.

des autres gaz du mélange. La condition d'équilibre est évidemment que le gaz considéré possède la même pression de part et d'autre de la paroi semi-perméable: dans ces conditions on peut le faire passer réversiblement d'une face de la paroi à l'autre. C'est bien la condition de réversibilité imposée par l'hypothèse de Gibbs. Or on voit que l'objection tirée du mélange d'un gaz avec lui-même perd ici toute signification.

9. — Considérons maintenant des gaz susceptibles de réagir les uns sur les autres. La règle des phases nous apprend que le système des gaz mêlés est polyvariant. L'équilibre dépend de la pression individuelle de chacun des gaz donnés et de celle des produits de leur réaction. On peut donc prévoir qu'à chaque température correspond une infinité d'équilibres possibles, suivant les masses des gaz mises d'abord en présence.

10. — Soient, pour fixer les idées, deux gaz AB, CD susceptibles d'équilibre par rapport aux gaz AC, BD résultant de leur réaction suivant la formule



n_1, n_2, n_3, n_4 représentent les nombres de molécules réagissantes proportionnels aux volumes de gaz qui prennent part à la réaction.

Supposons les quatre gaz en équilibre dans un premier récipient A_1 , à des pressions respectivement égales à p_1, p_2, p_3, p_4 : dans un second récipient A_2 , ils sont en équilibre à la même température sous des pressions différentes $\pi_1, \pi_2, \pi_3, \pi_4$. Il s'agit de trouver une relation entre ces pressions. Rejoignons les deux récipients par autant de tubes qu'il y a de gaz, chaque tube étant fermé à ses extrémités par deux parois identiques perméables au seul gaz correspondant.

Cela posé, je considère avec van t'Hoff un cycle fermé isotherme, constitué de la manière suivante. J'extraits réversiblement du récipient A_1 et je refoule réversiblement dans le récipient A_2 des volumes de AB et de CD, correspondant respectivement à n_1 et à n_2 molécules. En même temps j'extraits réversiblement du récipient A_2 et je refoule réversiblement dans le récipient A_1 des volumes

correspondant à n_3 et n_1 molécules des gaz AC et BD. Ces opérations étant simultanées et infiniment lentes, la masse totale et la composition du mélange n'ont changé dans aucun des deux récipients ; l'équilibre qui y existait d'abord n'est pas modifié. Le cycle est donc fermé. Puisqu'il est isotherme, la quantité totale de chaleur fournie et le travail mécanique accompli doivent être séparément nuls.

11. — Considérons d'abord le travail. D'après la loi de Mariotte, les travaux d'extraction et de refoulement réversible sous les pressions p_1 et π_1 sont égaux et de signe contraire. Mais on a dû amener réversiblement le gaz de la pression p_1 à la pression π_1 par une compression isotherme, ce qui, pour n_1 molécules, correspond à la dépense d'un travail $n_1 RT \log \frac{\pi_1}{p_1}$. R représente ici la constante universelle de la formule des gaz parfaits, rapportée à une molécule.

Prenant en considération les quatre gaz, la condition de travail nul se traduit par la relation :

$$(12) \quad RT \left(n_1 \log \frac{\pi_1}{p_1} + n_2 \log \frac{\pi_2}{p_2} - n_3 \log \frac{\pi_3}{p_3} - n_4 \log \frac{\pi_4}{p_4} \right) = 0$$

$$\left(\frac{\pi_1}{p_1} \right)^{n_1} \left(\frac{\pi_2}{p_2} \right)^{n_2} \left(\frac{p_3}{\pi_3} \right)^{n_3} \left(\frac{p_4}{\pi_4} \right)^{n_4} = 1.$$

$$(12 \text{ bis}) \quad \frac{\pi_1^{n_1} \pi_2^{n_2}}{\pi_3^{n_3} \pi_4^{n_4}} = \frac{p_1^{n_1} p_2^{n_2}}{p_3^{n_3} p_4^{n_4}} = k$$

k étant une constante.

C'est la loi généralisée de Guldberg et Waage, trop connue pour qu'il y ait lieu d'insister.

12. — Passons aux quantités de chaleur. D'après le lemme du § 3, les quantités de chaleur absorbées dans les opérations isothermes sont équivalentes aux travaux produits correspondants et puisque la somme de ceux-ci est nulle d'après la formule (12) il en est de même de ces quantités de chaleur.

Il ne reste donc à considérer que les quantités de chaleur L_1 , fournie au premier récipient pour produire la réaction (11) dans le sens de la flèche inférieure, et L_2 enlevée au second récipient pour la produire dans le sens de la flèche supérieure ; et ces quantités de cha-

leur doivent se compenser exactement

$$(13) \quad L_1 - L_2 = 0.$$

La chaleur de réaction L à une température donnée T est donc indépendante des masses en présence.

13. — Nous aurions pu aborder d'emblée un problème plus général en supposant les récipients A_1 et A_2 à des températures T_1 et T_2 différentes. Il nous a paru plus intéressant, au point de vue de l'enseignement, d'arriver immédiatement à la formule de Guldberg et Waage.

Voici actuellement le cycle dont nous ferons usage.

Après avoir extrait réversiblement de A_1 n_1 molécules du gaz AB, je les chauffe sous volume constant de T_1 à T_2 , je les comprime isothermiquement jusqu'à la pression π_1 et les introduis réversiblement dans A_2 . Opérant d'une manière analogue sur le gaz CD et en sens inverse sur AC et BD, j'ai fermé le cycle comme précédemment.

14. — Appliquons d'abord le principe de l'équivalence. Pour cette application, le lemme du § 3 nous permet de faire abstraction des compressions isothermes. Les seules quantités de chaleur dont nous ayons à faire état sont les chaleurs de réaction L_1 et L_2 et les quantités de chaleur telles que $n_1 c_1 (T_2 - T_1)$ employées à faire varier la température des gaz.

Les seuls travaux à considérer sont ceux qui se rapportent à l'extraction ou à l'introduction réversible des gaz, par exemple, pour le gaz AB, $n_1 (\pi_1 v_1 - p_1 v_1)$, v_1 et v_1 étant les volumes spécifiques de la molécule de ce gaz sous les pressions p_1 et π_1 et aux températures T_1 et T_2 . D'après la formule des gaz parfaits,

$$\pi_1 v_1 - p_1 v_1 = R (T_2 - T_1).$$

Nous avons donc pour exprimer le principe de l'équivalence :

$$(14) \quad L_1 - L_2 + (n_1 c_1 + n_2 c_2 - n_3 c_3 - n_4 c_4) (T_2 - T_1) = JR (n_1 + n_2 - n_3 - n_4) (T_2 - T_1).$$

La chaleur de réaction est une fonction linéaire de la température. Elle devient une constante si l'on a simultanément

$$n_1 + n_2 - n_3 - n_4 = 0, \quad c_1 = c_2 = c_3 = c_4,$$

c'est-à-dire si la réaction a lieu sans condensation et si les chaleurs spécifiques moléculaires des quatre gaz sont égales entre elles.

15. — Pour appliquer le principe de Carnot, il faut tenir compte de la chaleur fournie au cours des opérations isothermes. Le gaz AB qui a été échauffé sous volume constant de T_1 à T_2 est passé de la

pression p_1 à $p_1 \frac{T_2}{T_1}$. Le terme fourni à $\int \frac{dQ}{T}$ par son passage de la pression $p_1 \frac{T_1}{T_2}$ à π_1 à la température constante T_2 sera :

$$n_1 JR \log \frac{\pi_1 T_1}{p_1 T_2}$$

et l'équation obtenue est

$$\frac{L_1}{T_1} - \frac{L_2}{T_2} + (n_1 c_1 + n_2 c_2 - n_3 c_3 - n_4 c_4) \log \frac{T_2}{T_1} + JR \left(n_1 \log \frac{\pi_1 T_1}{p_1 T_2} + n_2 \log \frac{\pi_2 T_1}{p_2 T_2} - n_3 \log \frac{\pi_3 T_1}{p_3 T_2} - n_4 \log \frac{\pi_4 T_1}{p_4 T_2} \right) = 0$$

ou encore

$$\frac{L_1}{T_1} - \frac{L_2}{T_2} + [(n_1 c_1 + n_2 c_2 - n_3 c_3 - n_4 c_4) - JR (n_1 + n_2 - n_3 - n_4)] \log \frac{T_2}{T_1} + JR \log \left[\left(\frac{\pi_1}{p_1} \right)^{n_1} \left(\frac{\pi_2}{p_2} \right)^{n_2} \left(\frac{p_3}{\pi_3} \right)^{n_3} \left(\frac{p_4}{\pi_4} \right)^{n_4} \right] = 0:$$

Le dernier terme peut s'écrire $JR \log \frac{k_2}{k_1}$, k_2 et k_1 représentant les valeurs à T_2 et à T_1 de la constante k de la formule (12 bis) (1).

On écrira donc enfin :

$$(15) \quad \frac{L}{T} - [(n_1 c_1 + n_2 c_2 - n_3 c_3 - n_4 c_4) - JR (n_1 + n_2 - n_3 - n_4)] \log T - JR \log k = C^{te}$$

formule dont l'analogie avec la formule (8) relative à la vaporisation est remarquable.

Pour les réactions opérées sans condensation et pour des chaleurs spécifiques moléculaires égales, le coefficient de $\log T$ s'annule et l'on a simplement (1)

$$(16) \quad \frac{L}{T} - JR \log k = C^{te}.$$

(1) On restreint d'habitude le problème que nous venons d'étudier au cas où la réaction s'accomplit en vase clos, c'est-à-dire où le travail est nul. On voit qu'en s'affranchissant de cette restriction, le problème n'est pas sensiblement plus compliqué.

PROPAGATION DE L'ÉLECTRICITÉ A TRAVERS L'HUILE DE PARAFFINE (1):

Par M. G. GOURÉ DE VILLEMONTÉE

L'étude actuelle est la suite de celle que j'ai publiée dans le *Journal de Physique* (2), sur la propagation de l'électricité à travers les liquides mauvais conducteurs.

Les expériences suivantes ont été faites sur l'huile de paraffine de densité 0,876 à 24 C. fournie par la maison Poulenc telle qu'elle a été livrée. Le liquide était placé entre deux cylindres de laiton montés à l'intérieur l'un de l'autre de manière que les axes coïncident. L'ensemble formait un condensateur.

Les dimensions des condensateurs employés ont été :

Noms des condensateurs	Diamètres des armatures en millimètres		Hauteur des armatures en centimètres	Distance des armatures en millimètres
	Armature externe	Armature interne		
C ₁	3½	6	20	14
C ₂	11	2	»	4,5
C ₃	29,4	4,5	»	13,7
C ₄	100,5	71,8	»	14,35
C ₅	100	6	48	47
C ₆	40	2,5	30	3,75
C ₇ L	22,5	7	116	7,75
C ₂ L	14	3,5	116	5,25

On charge l'armature externe par des éléments Gouy, par des éléments Daniell, par des accumulateurs. On mesure par une méthode de zéro les quantités d'électricité qui apparaissent sur l'armature interne à l'aide :

- 1° D'un électromètre à quadrants Mascart, amorti par des aimants ;
- 2° D'un électromètre à quadrants, système Moulin.

PREMIÈRE PARTIE

Charges de longue durée.

1° POTENTIEL MAINTENU CONSTANT SUR LES DEUX ARMATURES.

L'ensemble des appareils est disposé comme l'indique le schéma suivant (*fig. 1*). C, condensateur ; P, pile de charge ; I, interrupteur

(1) Communication faite à la Société de Physique à la séance du 4 juin 1915.

(2) 4^e série, t. V, p. 403.

PROPAGATION DE L'ÉLECTRICITÉ A TRAVERS L'HUILE 771
 formé de marteaux de platine reposant sur des enclumes de platine ;
 E, électromètre ; Q, quartz piezoélectrique.

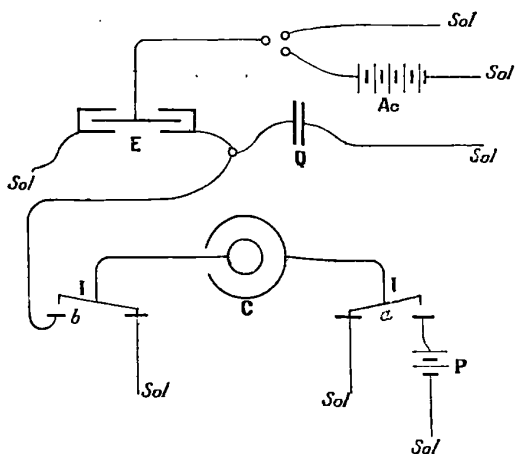


FIG. 1.

EXPÉRIENCE. — A l'état de repos, toutes les pièces sont au sol. On règle l'électromètre de manière que la charge de l'aiguille par l'un des pôles d'une batterie d'accumulateurs Ac, l'isolement des quadrants reliés à l'armature interne du condensateur, le jeu de l'interrupteur sans charge ne produisent aucune déviation. Ces conditions vérifiées, au temps zéro, on abaisse simultanément les leviers *ab* des interrupteurs I, les communications avec le sol sont rompues, l'armature externe reliée au pôle de charge est portée et maintenue au potentiel V, l'armature interne est mise en communication avec une paire de quadrants de l'électromètre, l'aiguille est déviée. On cherche quelle traction *p* il faut exercer sur le quartz pour ramener l'aiguille au zéro. La quantité d'électricité dégagée sur le quartz est proportionnel au poids tenseur *p*.

Le tableau suivant contient les nombres relevés dans une expérience faite avec le condensateur C, à la température 18,5 C. L'armature externe a été portée au potentiel $V = 4,17$ volts. La première colonne renferme le temps *t* compté en secondes et minutes depuis le moment où la communication de l'armature externe avec le pôle de la pile P a été établi jusqu'au moment où la compensation a été réalisée. Les nombres de la dernière colonne sont les valeurs de la traction *p* évaluée en grammes.

t		p	t		p
min.	sec.	grammes	min	sec.	grammes
1	300	18	1550
1	50.....	420	19	30.....	1650
2	15.....	460	21	45.....	1820
3	520	22	40.....	1880
4	610	24	30.....	1970
5	660	27	10.....	2100
4	30.....	770	29	2230
7	35.....	860	30	2315
9	25.....	960	31	2360
11	25.....	1100	32	2450
13	15.....	1300	34	2640
15	10.....	1350	35	15.....	2700
17	1470			

Les mesures faites pour déterminer la déperdition et la sensibilité ont montré que les poids p sont évalués à 30 grammes près, le temps t à 1 0/0 et les potentiels V à 0,01 près.

Si l'on représente par Q_t la quantité d'électricité dégagée sur l'armature interne pendant le temps t , par K la constante de quartz :

$$Q_t = Kp.$$

La quantité d'électricité dégagée sur l'armature interne pendant l'unité de temps, par l'établissement et le maintien d'un potentiel égal à un volt; est, par suite :

$$\frac{Q_t}{Vt} = \frac{Kp}{Vt}.$$

RÉSULTATS. — 1° Variations du rapport $\frac{p}{Vt}$. — Pour suivre les variations de $\frac{p}{Vt}$ en fonction du temps, j'ai construit des courbes en portant en abscisses les temps t et en ordonnées les quotients $\frac{p}{Vt}$.

La courbe (fig. 2) est construite avec les nombres du tableau 1. De l'origine des temps à 1 minute, les ordonnées décroissent avec une extrême rapidité et donnent naissance à une branche asymptote à Oy . Lorsque le temps t augmente de 1 à 7 minutes environ, la variation moins rapide des ordonnées indique une période de transition au delà la ligne se prolonge par une partie rectiligne dont le coefficient angulaire est inférieur à 0,02.

PROPAGATION DE L'ÉLECTRICITÉ A TRAVERS L'HUILE 773.

Pour élargir l'étendue correspondant au début, il convient d'em-

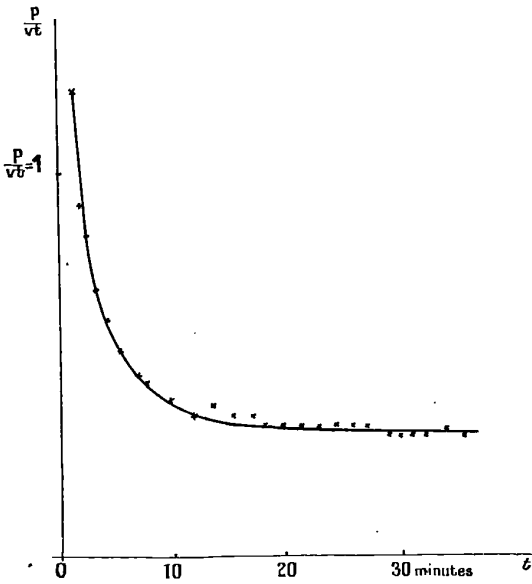


FIG. 2.

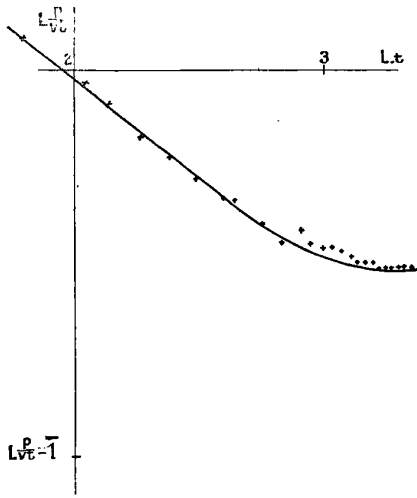


FIG. 3.

ployer comme coordonnées les logarithmes: $\log_e t$ et $\log_e \frac{P}{vt}$. La

courbe (fig. 3), tracée avec ce dernier système, est formée d'une partie rectiligne inclinée sur Ox correspondant aux variations de t de zéro à douze minutes, ensuite d'une partie infléchie et finalement d'une partie rectiligne très peu inclinée sur Ox .

L'équation de la partie rectiligne est :

$$\log_e \frac{p}{Vt} = -a \log_e t + C^{\text{te}},$$

d'où

$$\frac{p}{Vt} = e^{bt-a},$$

ou

$$\frac{Q_t}{Vt} = Ke^{bt-a},$$

e base des logarithmes népériens, a et b deux constantes.

La même méthode a été appliquée dans toute la suite pour discuter les résultats directs des expériences et déduire les conclusions énoncées.

1° *Généralité du résultat.* — a . La loi des variations de $\frac{p}{Vt}$ a été trouvée la même en répétant l'expérience à des époques différentes et avec des durées de charges différentes (26 minutes, 33 minutes, 37 minutes, 1^h,5 minutes, 3^h,12 minutes).

• b . Les variations du rapport $\frac{p}{Vt}$ en fonction du temps après une durée de charge t_n sont les mêmes dans les deux cas suivants : 1° lorsque, dans l'intervalle de temps de zéro à t_n , on annule la charge de l'armature interne à des intervalles de temps irréguliers par la traction du quartz ; 2° lorsqu'on annule la charge, pendant le même intervalle de temps, par une communication directe de l'armature interne avec le sol.

c . Les variations du rapport $\frac{p}{Vt}$ sont les mêmes, lorsqu'on porte l'armature externe au potentiel 20 volts par une batterie d'accumulateurs de résistance intérieure négligeable et lorsqu'on porte la même armature au potentiel 20,85 volts par une batterie d'éléments de pile de résistance intérieure d'environ 150 ω .

d . La loi de variation du rapport $\frac{p}{Vt}$ est indépendante des dimensions du condensateur.

3° *Loi des forces électromotrices.* — J'ai énoncé dans le mémoire cité (1) la loi suivante : « Les quantités d'électricité dégagées sur l'armature interne après des temps de charge égaux sont proportionnelles aux différences de potentiel de charge, autrement dit aux forces électromotrices. » M. Bouchet (2) a relevé le désaccord de l'énoncé précédent avec les résultats des expériences de M. Egon von Schweidler (3) sur le toluène.

J'ai repris les recherches en portant successivement l'armature externe du condensateur C_5 aux potentiels suivants :

8^v,34 11^v,12 20^vvolts 20^v,15

J'ai trouvé des résultats semblables à ceux des premières expériences.

Gaugain, *Propagation de l'électricité dans les conducteurs medioctres* (*An. de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. LX); — P. Curie, *Conductibilité des diélectriques liquides sous l'influence des rayons du radium et des rayons Röntgen* (*C. R.*, t. CXXXIV; 1902); M. J. Curie, *Conductibilité des corps cristallisés* (*An. de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. XVIII; 1889) obtiennent le même résultat dans des limites beaucoup plus étendues.

L'ensemble de ces travaux prouve que la loi est vraie dans les limites de charge où les expériences ont été faites.

4° *Comparaison des faits observés avec l'huile de paraffine et des résultats obtenus avec les diélectriques solides.* — La méthode adoptée dans les expériences précédentes est la méthode choisie par M. J. Curie pour étudier la conductibilité des corps cristallisés (4). En rapprochant la courbe 3 résumant les expériences avec l'huile de paraffine de la courbe en logarithmes résumant les expériences faites sur le verre par M. J. Curie, j'ai constaté la similitude de forme des deux lignes. La même analogie existe entre les résultats des expériences de Hess sur la gutta, la paraffine, le caoutchouc (5). La vitesse des variations seule diffère.

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. V, p. 416.

(2) *J. de Phys.*, 4^e série, t. VIII, p. 664.

(3) *Drude's Annalen der Physik*, t. IV; 1901.

(4) *An. de Ch. et de Physique*, 6^e série, t. XVII.

(5) *J. de Phys.*, 3^e série, t. II, p. 449.

2° ARMATURE EXTERNE MAINTENUE A UN POTENTIEL CONSTANT.

ARMATURE INTERNE ISOLÉE.

La loi des variations de charge de l'armature externe a été trouvée la même : 1° lorsque l'on compense constamment l'électricité apparue par une charge égale et contraire, comme il a été dit ; 2° lorsque l'on maintient l'armature interne en communication avec une paire de secteurs *isolée* de l'électromètre et lorsque l'on déduit la charge d'une graduation préalable de l'électromètre. Toutefois les charges développées sur l'armature interne dans le premier cas sont plus grandes que les charges mesurées dans le second après des intervalles de temps égaux.

DEUXIÈME PARTIE.

Charges de très courte durée. — Phénomènes de début.

Le développement de la charge de l'armature interne au début de la charge de l'armature externe est, d'après ce qui précède, extrêmement rapide. J'ai cherché à en suivre l'évolution dans les cas suivants avec les condensateurs cylindriques longs CL.

1° CHARGES TOTALES DÉGAGÉES SUR L'ARMATURE INTERNE
PAR DES CHARGES DE TRÈS COURTE DURÉE DE L'ARMATURE EXTERNE

a. MÉTHODE. — *Commutateur* (fig. 4). — Les extrémités f_e, f_i de deux fils de nickel reliés, l'un à l'armature externe, l'autre à l'armature interne du condensateur cylindrique, sont fixées aux extrémités d'une barre horizontale AB, dont le milieu est maintenu dans un étrier. Cet étrier est soudé à un fil d'acier tendu verticalement entre deux pinces montées sur un support solide en fonte. Le mouvement de la barre entraîne les fils qui traversent le mercure de cuvettes reliées la première c_1 au sol, la seconde c_2 à l'un des pôles de la pile de charge, la troisième c_3 à l'électromètre et par suite établit ou interrompt les communications au moment voulu.

Pour réduire la durée de charge à une fraction très petite de seconde, un fil formant pont établit la communication entre les cu-

b. DISCUSSION DE L'EXPÉRIENCE. — 1° *Comparabilité des appareils.* — Deux séries d'expériences ont été faites avec le même condensateur C_1L à deux années de distance, la seconde série a été faite avec l'appareil transformé et perfectionné, les différences entre les résultats sont de l'ordre de grandeur des erreurs d'expérience.

2° *Durée minima de charge.* — La durée de charge la plus courte que j'ai pu réaliser a été $0^{\text{sec}},00028$. Cette durée a été reproduite dans deux séries d'expériences faites à deux années d'intervalle avec les condensateurs C_1L , C_2L , les différences des résultats ont été inférieures aux erreurs d'expérience.

c. RÉSULTATS. — Quatre séries d'expériences faites à des époques différentes avec le même condensateur C_1L ont amené aux mêmes conclusions. Les résultats de la quatrième série sont :

Potentiel de charge	Durée de charge de l'armature externe θ	Traction compensatrice en grammes p	Rapport $\frac{p}{V\theta}$
5 ^v ,56	0 ^s ,0025	2.700	198.760
»	0 ^s ,00278	2.700	174.760
»	0 ^s ,00306	2.750	161.560
»	0 ^s ,00334	2.750	148.100
»	0 ^s ,0039	2.800	129.100
»	0 ^s ,0053	2.800	95.016

La ligne construite en prenant comme coordonnées $\log_c \theta$ et $\log_c \frac{p}{V\theta}$ est une droite dont le coefficient angulaire est $a = 0,98$. La loi de variation est donc :

$$\frac{p}{V\theta} = e^{b\theta - a},$$

ou sensiblement :

$$\frac{p}{V\theta} = e^{b\theta - 1}.$$

2° CHARGES DÉGAGÉES SUR L'ARMATURE INTERNE PENDANT LES DURÉES DE CHARGE DE L'ARMATURE EXTERNE.

La durée de communication de l'armature interne avec les appareils de mesure a été limitée à la durée de charge de l'armature externe par l'emploi : 1° d'un interrupteur à chute; 2° d'un interrupteur pendulaire.

PREMIÈRE SÉRIE. — *Interrupteur à chute.* — Les armatures externe et interne sont reliées respectivement à deux fils de nickel f_e, f_i montés sur l'équipage mobile d'une machine d'Atwood. A l'état de repos, les extrémités des fils f_i, f_e sont plongées dans deux tubes à essai, remplis de mercure. Avant les expériences, toutes les pièces sont au sol. Au moment d'une expérience, un levier formant bascule : 1° sépare du sol les armatures du condensateur cylindrique; 2° établit la communication du mercure de l'un des tubes avec le pôle de la pile de charge; 3° détermine le mouvement de l'équipage de la machine d'Atwood; 4° provoque la sortie des fils f_i, f_e du mercure. La charge de l'armature externe et la communication de l'armature interne avec le plateau α du condensateur m durent seulement pendant le temps employé par f_e, f_i pour sortir du mercure des tubes correspondants.

La durée de charge a été déterminée par une méthode graphique.

RÉSULTATS. — Le tableau suivant contient les résultats d'expériences faites avec le condensateur C, L. Les nombres de la seconde colonne sont les moyennes d'un grand nombre d'expériences, les écarts entre les nombres dont j'ai pris les moyennes étaient compris entre 0 et 35 grammes.

Durée de charge de l'armature externe τ	Traction compensatrice du quartz en grammes p	Rapport $\frac{p}{V\tau}$
0 ^s ,013	275	15226
0 ^s ,026	280	7748,4
0 ^s ,28	366	940,36
1 sec.	465	334,55

La loi de variation déduite comme précédemment est :

$$\frac{p}{V\tau} = e^{b\tau - a},$$

avec $a = 0,99$.

Par suite, en négligeant la différence entre 0,99 et 1 :

$$\frac{p}{V\tau} = e^{b\tau - 1}.$$

Les résultats sont les mêmes lorsqu'on supprime le condensateur m et lorsqu'on relie directement l'armature interne à l'électromètre.

DEUXIÈME SÉRIE. — *Interrupteur pendulaire de torsion.* — Pour

réduire la durée des communications de l'armature interne avec les appareils de mercure à la durée de charge de l'armature externe un nouveau fil f_α rattaché au plateau α du condensateur $\alpha\beta$ est fixé sur la branche B du pendule de torsion à une très petite distance de f_i (fig. 5). La liaison du plateau α et de l'armature interne est réduite à la durée du contact simultané des fils f_α , f_i avec une lame triangulaire de laiton l_2 . Cette lame est placée de manière à obtenir la

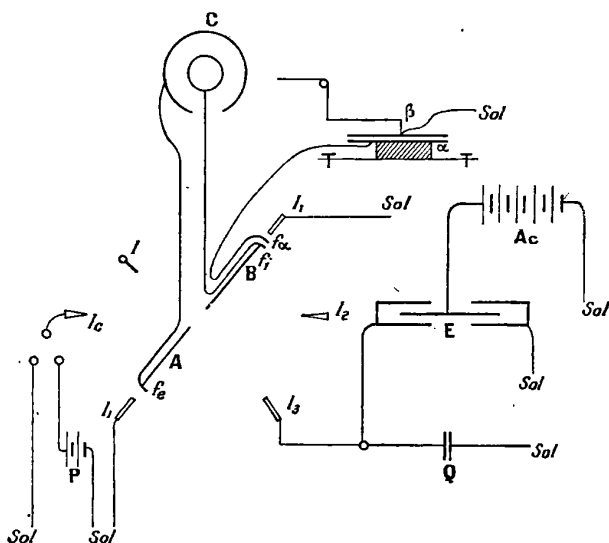


FIG. 5.

simultanéité d'une part de la charge de l'armature externe par le passage de f_c sur l_c et d'autre part de la liaison du plateau α et de l'armature interne du condensateur. Toute communication de l'armature interne avec le plateau α cesse avec la fin de la charge de l'armature externe. Le fil f_α isolé après avoir quitté l_2 est amené par le pendule sur l_3 qui établit la communication de f_α avec l'électromètre et le quartz.

Les cuvettes à mercure de l'interrupteur précédent sont remplacées par des lames triangulaires de laiton, le condensateur fixe m est remplacé par un condensateur à plateaux mobiles $\alpha\beta$.

Les mouvements réalisés sont les suivants : 1° déclenchement mécanique de AB; 2° isolement de toutes les pièces; 3° simultanément

ment liaison de l'armature externe avec le pôle de charge et communication de l'armature interne avec le plateau α du condensateur $\alpha\beta$; 4° isolement de l'armature externe, séparation de l'armature interne et du plateau α ; 5° établissement de la communication du plateau α avec l'électromètre; 6° soulèvement du plateau β ; 7° traction du quartz par un poids p de manière à ramener au zéro l'image de l'électromètre déviée par la charge venue de l'armature α et par suite de l'armature interne du condensateur cylindrique.

Tous les mouvements sont commandés successivement et automatiquement par le déclenchement d'un treuil avec cordes et poulies de renvoi et sont effectués en quelques fractions de seconde.

La durée de charge τ est déduite de la durée d'oscillation du pendule et de l'étendue de la lame l_c rencontrée par f_c .

La réalisation de la comparabilité des expériences est une des difficultés des expériences. Je l'ai obtenue : 1° en enfermant tous les appareils dans une armoire dont les parois étaient entièrement couvertes de feuilles de tôle ou d'étain reliées au sol; 2° en supprimant tout emploi d'électricité soit pour l'éclairage, soit pour la manœuvre; 3° en produisant tous les mouvements à distance par des transmissions purement mécaniques; 4° en renonçant même à l'emploi de bec de gaz dans le voisinage des appareils. Il faut en outre que les ruptures de contact aient lieu, autant que possible, par arrachement sans glissement. Le glissement de lamelles flexibles trop longues fixées à f_i et f_a , leur déformation au moment du passage sur les lames fixes l_2, l_3 déterminent des déplacements de l'image de l'électromètre d'un grand nombre de divisions de l'échelle.

Avec les précautions indiquées, les expériences faites avec un même interrupteur sont comparables.

SENSIBILITÉ. — Une traction de un gramme détermine un déplacement de un millimètre de l'image sur l'échelle. Les résultats d'une série d'expériences faites dans ces conditions ont été :

Potentiel de charge de l'armature externe	Durée de charge de l'armature externe τ	Poids tenseur p	Rapport $\frac{p}{V\tau}$
— 2 volts	0 ^s ,00065	350	269.320
»	0 ^s ,00325	430	66.166
»	0 ^s ,00585	440	37.607
»	0 ^s ,0260	450	8.654

d'autres séries ont été faites avec le même potentiel et les durées de charge :

$$0^s,005 \qquad 0^s,030 \qquad 0^s,105$$

chaque série amène à la même conclusion ; la loi de variation des charges est :

$$\frac{p}{V\tau} = e^{b\tau - a},$$

avec $a = 0,96$ ou très approximativement :

$$\frac{p}{V\tau} = e^{b\tau - t}.$$

CONCLUSIONS. — La charge brusque de l'armature externe produit une charge brusque de l'armature interne. Cette charge est suivie d'un développement lent d'électricité pendant les millièmes de seconde qui suivent la charge instantanée.

La traction compensatrice p variant lentement après les premiers millièmes de seconde, le quotient $\frac{p}{V\theta}$ ou $\frac{p}{V\tau}$ paraît infiniment grand, lorsque θ ou τ devient infiniment petit.

On retrouve la distinction établie par M. J. Curie (*loc. cit.*) entre la charge brusque correspondant au pouvoir inducteur spécifique et la charge lente désignée sous le nom de charge résiduelle.

TROISIÈME PARTIE.

Relation entre les charges des armatures externe et interne.

Expériences faites en portant l'armature externe du condensateur cylindrique C_1L au potentiel $V = -2$ volts :

1° La durée de charge de l'armature externe étant $0^{\text{sec}},00065$, le signe de la charge de l'armature interne est le même que le signe de la charge de l'armature externe ;

2° La valeur absolue de la charge mesurée sur l'armature interne ne dépend pas du signe de la charge de l'armature externe ;

3° La charge de l'armature interne séparée de l'armature externe par la couche d'huile de paraffine est plus faible que la charge de l'armature externe et augmente avec la durée de charge de l'arma-

PROPAGATION DE L'ÉLECTRICITÉ A TRAVERS L'HUILE 783
 ture externe. La variation due à la pénétration des charges à travers
 l'huile de paraffine est inappréciable, lorsque la durée de pénétration
 est 0^{sec},0052;

4° En chargeant l'armature externe pendant 0^{sec},00195 et mesu-
 rant par compensation la charge de l'armature interne après des
 intervalles de temps compris entre 35 secondes et 5 minutes, j'ai
 constaté que la charge de l'armature interne réduite à zéro après
 35 secondes reparaissait avec affaiblissement après 50 secondes. La
 charge compensée après 50 secondes est de nouveau sensible après
 1 minute 10 secondes et ainsi de suite jusqu'à 3 minutes 30 secondes.

Les quantités d'électricité $q = \frac{Kp}{Vt}$ qui apparaissent ainsi successi-
 vement sur l'armature interne décroissent avec le temps t écoulé
 depuis le moment de la charge de l'armature externe suivant la rela-
 tion :

$$\frac{p}{Vt} = e^{bt-a},$$

avec $a = 0,73$. La variation lente de la décharge correspond à la
 variation lente de la charge.

QUATRIÈME PARTIE.

Influence de l'épaisseur du diélectrique.

Deux périodes particulièrement intéressantes sont mises en évi-
 dence par les expériences précédentes : la période de début corres-
 pondant à la charge brusque ; la période finale correspondant à la
 charge longue. J'ai cherché quelle est l'influence de l'épaisseur du
 diélectrique dans ces deux cas.

I. — PÉRIODE INITIALE.

Charges de durée extrêmement courte.

Les expériences ont été faites sur les condensateurs C₁L, C₂L.

a. Rapport des charges totales. — Le potentiel de charge de l'ar-
 mature externe étant 5,56 volts, les quantités d'électricité dévelop-

pées sur les armatures internes après les durées de charge

0^s,0170^s,0340^s,042

des armatures externes ont été mesurées par la méthode développée précédemment (deuxième partie, division I). J'ai déduit de l'étude des courbes que le rapport des charges totales développées sur les armatures internes depuis le moment de la charge de l'armature externe jusqu'à la fin de la mesure de la charge de l'armature interne est *un*.

b. Le rapport des charges développées sur les armatures internes, pendant la durée de charge des armatures externes, cette durée étant la même pour les deux condensateurs, a été déduit des deux groupes correspondants d'expériences de la deuxième partie, division II.

PREMIER GROUPE. — *Expériences faites avec interrupteur à chute.*

— Les variations du rapport des quotients $\left(\frac{p}{V\tau}\right)_1$ et $\left(\frac{p}{V\tau}\right)_2$ correspondants aux deux condensateurs sont :

Durée de charge τ	Valeur du rapport $\frac{\left(\frac{p}{V\tau}\right)_1}{\left(\frac{p}{V\tau}\right)_2}$
0 ^s ,013	1
0 ^s ,0139	1,023
0 ^s ,014	1
0 ^s ,020	1,04
0 ^s ,26	1,02
0 ^s ,28	1

DEUXIÈME GROUPE. — *Expériences faites avec interrupteur pendulaire de torsion.* — Une nouvelle série d'expériences a été faite avec l'interrupteur pendulaire de torsion complètement remonté dans le but de vérifier les résultats précédents.

Le potentiel de charge de l'armature externe a été — 2 volts. La mesure des quantités d'électricité développées sur les armatures internes a été faite alternativement sur les deux condensateurs C_1L , C_2L chargés par le même pôle, avec le même interrupteur à des intervalles de temps aussi courts que possible. L'égalité des nombres trouvés avec un même condensateur C_1L avant et après la mesure faite sur C_2L a été vérifiée pour contrôler le jeu des appareils. Les

charges comparées sont les charges mesurées directement dans chaque expérience et *non* les moyennes.

Les durées de charge des armatures externes ayant été :

Première série :

0 ^s ,000096	0 ^s ,00048	0 ^s ,0024
------------------------	-----------------------	----------------------

Deuxième série :

0 ^s ,0032	0 ^s ,00585	0 ^s ,0094
0 ^s ,0149	0 ^s ,0208	0 ^s ,0315

J'ai trouvé que la valeur du rapport des charges développées sur les armatures internes, pendant la durée de charge des armatures externes, cette durée étant la même pour les deux condensateurs, est *un*.

En résumé, la valeur du rapport des charges, dans les limites des expériences, est *un*.

II. — PÉRIODE FINALE.

Charges de longue durée.

Lorsque la durée de charge augmente, le rapport $\frac{\eta}{\sqrt{t}}$ tend vers une valeur constante. Les valeurs des rapports correspondants à une même durée t de charge des armatures externes sont faciles à déduire des courbes. Le tableau suivant contient les valeurs des rapports des quotients correspondants aux condensateurs dont les noms sont inscrits dans la première colonne. La seconde colonne contient les temps t écoulés depuis le moment de la charge de l'armature externe jusqu'au moment de la détermination du poids p . Dans la quatrième colonne sont inscrites les valeurs du rapport inverse des épaisseurs du diélectrique dans les condensateurs employés.

Les potentiels de charge ont été compris entre 0,24 et 8,34 volts.

Noms des condensateurs	Durée de charge	Rapport des quotients	Rapport inverse
		$\frac{q_n \left(\frac{p}{Vt} \right)_n}{q_n' \left(\frac{p}{Vt} \right)_n'}$	des épaisseurs
C ₁ C ₃	20 min.	$\frac{q_1}{q_3} = 1,259$	$\frac{e_3}{e_1} = 0,98$
	35 min.	$\frac{q_6}{q_2} = 1,413$	$\frac{e_2}{e_6} = 1,197$
C ₄ C ₁	20 min.	$\frac{q_4}{q_1} = 1,47$	
	35 min.	1,413	
	1 ^h 15 min.	1,202	$\frac{e_1}{e_4} = 0,99$
	5 min.	$\frac{q_2}{q_4} = 1,202$	
C ₂ C ₄	10 min.	1,820	
	20 min.	2,51	
	50 min.	3,33	$\frac{e_4}{e_2} = 3,18$
	1 min.	$\frac{q_1}{q_5} = 1$	
C ₄ C ₅	3 min.	1,2	
	13 min.	1,77	
	1 heure	2	
	2 heures	2,6	$\frac{e_5}{e_4} = 3,3$

L'ensemble des nombres montre :

a. Que le rapport des charges trouvées sur les armatures internes des deux condensateurs varie dans un même sens avec la durée de charge de l'armature externe ;

b. La valeur du rapport des charges des armatures internes après les durées de charge respectivement les plus longues des armatures externes, dans chaque série d'expériences, diffère très peu du rapport inverse des épaisseurs du diélectrique.

CONCLUSION. — Les lois de la propagation de l'électricité à travers l'huile de paraffine sont les lois que M. J. Curie a établies au sujet de la propagation de l'électricité à travers les corps cristallisés. L'analogie que j'avais signalée antérieurement est confirmée et précisée. Le rapprochement des expériences précédentes et des résultats des expériences de Gaugain, de Hess, de M. J. Curie (*loc. cit.*), de M. Bouty (*An. de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. III, XIV, XXIV, XXVII), présente le plus grand intérêt en montrant quelles sont les propriétés communes à tous les diélectriques.

**MÉTHODE DE LOCALISATION DES CORPS ÉTRANGERS DANS L'ORGANISME,
PAR VOIE RADIOGRAPHIQUE⁽¹⁾;**

Par M. E. COLARDEAU.

La détermination de la position exacte, dans l'organisme, d'un corps étranger tel qu'un projectile a, le plus souvent, été obtenue jusqu'ici par deux radiographies prises dans deux plans rectangulaires.

Quand ce corps étranger se trouve dans un membre tel que le bras ou la jambe, par exemple, les deux radiographies, l'une antéro-postérieure, l'autre latérale, s'obtiennent généralement sans difficulté.

Mais lorsqu'il se trouve dans le voisinage de l'épaule, dans le haut de la cuisse, dans le thorax ou dans l'abdomen, l'application de la méthode devient plus difficile et souvent impraticable.

L'épreuve antéro-postérieure s'obtient assez facilement avec une pose suffisante. Mais l'épreuve prise dans une direction perpendiculaire à la première exigerait une pose de profil qui, à cause des grandes épaisseurs à traverser, serait généralement très défectueuse et souvent difficile à interpréter.

De plus, à cause de la divergence des rayons X à partir de leur point d'émission, il y a lieu de tenir compte de déformations qui, acceptables à la rigueur dans un membre de faible épaisseur (bras ou jambe, par exemple) prennent une importance énorme et deviennent une cause d'erreurs graves pour les régions épaisses.

On sait que les images données par les rayons X sont très différentes de celles fournies par l'objectif photographique ordinaire. Elles sont assimilables à de véritables ombres portées, dessinant les contours des objets et dont l'intensité est plus ou moins grande suivant que les corps intercalés sur le trajet des rayons X sont plus ou moins transparents pour ces rayons.

Soit une ampoule radiographique donnant, par le point O, une émission de rayons X vers une plaque photographique sensible S (fig. 1). Intercalons, entre l'ampoule et la plaque, des corps A, B, C, non transparents aux rayons X, comme des balles de fusil, noyés

(1) Communication faite à la Société française de Physique. Séance du 18 décembre 1914.

dans des parties plus ou moins transparentes telles que des chairs et des os. Leurs ombres se projettent en A' , B' , C' , sur la plaque sensible qui restera inaltérée en ces points, alors qu'elle sera impressionnée partout ailleurs. Au développement, les images A' , B' , C' des projectiles apparaîtront en clair sur le fond plus ou moins sombre des chairs et des os.

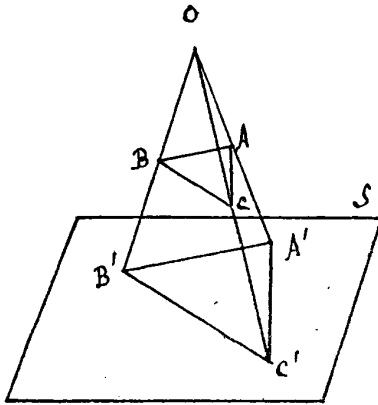


FIG. 1.

Si tous les projectiles A , B , C (nous les supposons, pour faciliter les explications, au nombre de trois) sont dans un même plan parallèle à la plaque sensible, le triangle A' , B' , C' formé par leurs images sur la plaque sera semblable à celui formé dans l'espace par les projectiles A , B , C eux-mêmes. *Mais il aura des dimensions plus grandes.* A l'examen de l'épreuve radiographique on jugera ces projectiles plus éloignés les uns des autres qu'ils ne le sont réellement. On aura une *altération en grandeur* de la figure A , B , C de l'espace.

Si le plan du triangle formé par les projectiles A , B , C n'est pas parallèle à la surface sensible S , sa projection A' , B' , C' (*fig. 2*) sur cette surface sensible ne sera plus semblable à la figure de l'espace. Ainsi, l'angle A étant, par exemple, de 60° pourra, dans la figure projetée, être un angle droit, si l'inclinaison du plan de cet angle sur la plaque sensible a une valeur convenable. Il y aura, cette fois, une *altération de forme* qui se superposera à l'altération en grandeur dont on a parlé plus haut.

La radiographie laissera croire que le projectile C est, à partir du point A, dans une direction perpendiculaire à la direction AB, alors qu'il est dans une direction inclinée de 60° sur celle-là. Elle don-

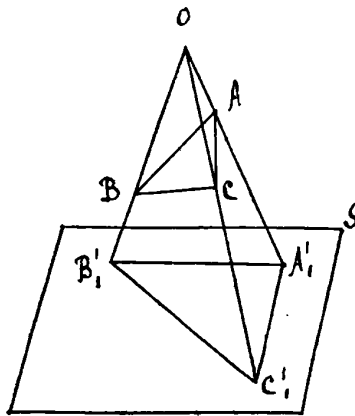


FIG. 2.

nera aussi des indications inexactes sur la distance réelle AC qui sépare le projectile C de A.

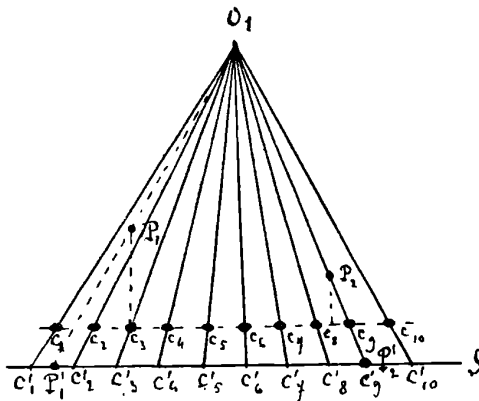


FIG. 3.

Ainsi, dans le cas général, une figure obtenue par voie radiographique est *agrandie* et *déformée*. On voit alors immédiatement les graves inconvénients de ce fait.

Sur une radiographie, une balle placée dans le voisinage d'un os, mais ne le touchant pas, en paraîtra plus éloignée qu'elle ne l'est réellement.

De même, dans la radiographie d'un thorax, un projectile P_1 (fig. 3) qui se trouve au-dessus de la troisième côte C_3 , par exemple, apparaîtra, sur une épreuve prise du point O_1 , au point P'_1 , milieu de l'intervalle qui sépare la première côte de la seconde. Il pourra paraître facile à atteindre par une opération tentée du côté du corps qui touche la plaque sensible, alors qu'il sera masqué par une côte.

Inversement, on pourra hésiter à tenter l'extraction du projectile P_2 sous prétexte que la radiographie le montre derrière la côte C_9 , alors qu'en réalité il est dans l'intervalle qui sépare les deux côtes consécutives C_8 et C_9 .

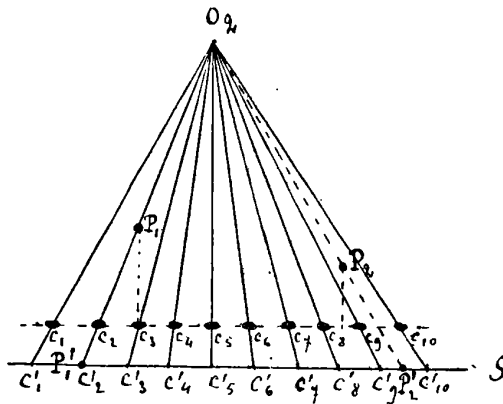


FIG. 4.

Si, jugeant cette radiographie insuffisante, on venait à en prendre une seconde avec une position O_2 de l'ampoule un peu différente de la précédente (fig. 4), les images des projectiles apparaîtraient à des endroits différents au milieu du système des côtes. P_1 semblerait maintenant se trouver au-dessus de la deuxième côte C_2 tandis que P_2 apparaîtrait dans l'intervalle qui sépare la neuvième de la dixième. On pourrait donc croire, à tort, que le projectile s'est déplacé à travers les organes, dans l'intervalle d'exécution des deux radiographies. De là cette opinion que : *la radiographie fait voyager les projectiles.*

Une radiographie unique ordinaire donne donc des indications qui, acceptées sans une discussion approfondie, peuvent fausser le jugement, et entraîner le chirurgien aux erreurs les plus graves.

L'emploi de deux radiographies rectangulaires atténue ces inconvénients, mais ne supprime pas toute cause d'erreur. En particulier, elle laisse subsister les altérations en grandeur, et je pourrais citer nombre de cas où, même avec deux radiographies rectangulaires, des opérations d'extraction de projectiles n'ont abouti qu'à des insuccès.

D'autre part, la radiographie ne donne pas, comme la photographie ordinaire, l'image des détails de la surface de l'objet, mais celle de leurs contours. Une radiographie ne doit donc pas être interprétée comme une photographie ordinaire.

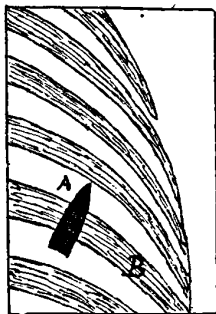


FIG. 5.

Quand, sur une photographie ordinaire, nous voyons un objet opaque A interrompre les contours d'un autre objet B (*fig. 5*), nous en concluons immédiatement que A est intercalé entre B et notre œil, c'est-à-dire qu'il est en avant de B.

Si, dans une radiographie, A est un objet opaque aux rayons X, comme un projectile logé dans un thorax, par exemple, son image interrompra les contours d'une côte B. On aura donc tendance à admettre que A est en avant de B. Or il suffit de réfléchir un instant pour se rendre compte qu'en vertu des propriétés des rayons X il peut tout aussi bien être en arrière.

Je vais essayer de montrer qu'en adoptant une technique opératoire convenable on peut éviter toutes ces causes d'erreurs et déterminer, d'une manière précise, la position des corps étrangers à

extraire de l'organisme, le but définitif à atteindre étant le suivant : marquer sur la peau du blessé, en deux points opposés de la région du corps où se trouve le projectile, deux signes tels que deux petites croix O_1, O_2 à côté de chacune desquelles se trouvera inscrit un nombre, de telle manière que le projectile se trouve sur la droite joignant ces deux petites croix, à la profondeur indiquée par l'un ou l'autre nombre à partir du repère O_1 ou du repère O_2 .

Ce résultat est obtenu en choisissant d'abord un système d'axes rectangulaires de la manière suivante : on marque sur la peau du blessé une première petite croix que nous appellerons repère origine, dans le voisinage de la région où l'on a des raisons de supposer que le projectile se trouve. On prend ce point pour origine de trois axes rectangulaires, l'axe des x étant parallèle à la direction gauche droite du blessé, l'axe des y parallèle à l'axe du corps (direction des pieds vers la tête) et l'axe des z perpendiculaire aux précédents, traversant le corps du blessé.

On cherche à déterminer d'une manière précise, par voie radiographique, les trois coordonnées X, Y, Z du projectile par rapport à ce système d'axes. Les deux coordonnées X et Y portées à partir du repère origine sur la surface du corps indiqueront au chirurgien le point au-dessous duquel il doit trouver le projectile à la profondeur Z .

Pour évaluer X, Y, Z , il suffit de prendre, dans les conditions qui vont être indiquées, deux radiographies consécutives de la région du corps où se trouve le projectile.

La plaque sensible entourée de ses enveloppes protectrices de papier est contenue dans une boîte plate B (*fig. 6 et 7*) formée de deux planchettes de 5 millimètres d'épaisseur écartées l'une de l'autre de 5 millimètres par un cadre intercalé entre ces deux planchettes sur trois de leurs côtés. Par le quatrième côté libre on peut introduire dans cette boîte, comme dans un portefeuille, la plaque photographique. Une échancrure permet de saisir la plaque et de la retirer facilement de la boîte. Dans le bois du couvercle sont creusées deux rainures rectangulaires dans lesquelles sont noyés deux fils métalliques de quelques dixièmes de millimètre de diamètre. Ces deux fils s'impriment d'une façon très nette sur le cliché pendant la pose forment un système de deux axes rectangulaires xx', yy' qui se croisent au centre O de la plaque et dont on verra l'utilité plus loin.

On place cette boîte au-dessous de l'ampoule radiographique de

manière que la surface sensible se trouve à une distance $D = 50$ centimètres du point d'émission des rayons X.

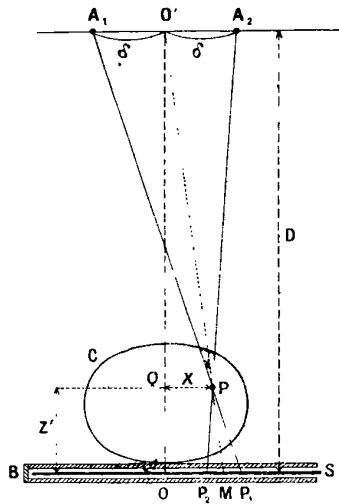


FIG. 6.

Un fil à plomb tombant de la direction de ce point d'émission permet de mettre le point O de la boîte sur la verticale passant par ce

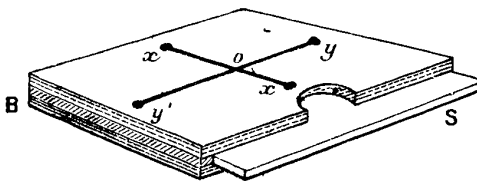


FIG. 7.

point. C'est cette verticale qui sera notre axe des x . Après avoir effectué ce réglage de la position de la plaque sensible sur la table radiographique, on place le blessé de manière que la région où l'on suppose être le projectile soit à peu près centrée sur le milieu O de la plaque. On a placé d'avance, en ce point O, sur le couvercle de la boîte, une étiquette gommée humide qui vient se coller d'elle-même sur la peau du blessé lorsque celui-ci applique sur cette boîte la

région du corps à radiographier. Cette étiquette marque donc sur le corps un des points O où l'axe des Z le traverse.

Le second point d'intersection se trouve au moyen du fil à plomb dont on vient de parler : on le laisse tomber de manière que sa pointe effleure la peau du blessé et l'on marque en ce point, à l'aide du crayon dermatographique, une petite croix dont on oriente les bras suivant les directions xx' , yy' marquées sur la boîte. C'est cette petite croix qui va être l'origine de nos trois axes rectangulaires.

Ceci fait, on déplace l'ampoule parallèlement à la direction xx' d'une certaine quantité δ , de manière qu'elle occupe une position A_1 et l'on prend une première radiographie dans laquelle l'image du projectile se forme en P_1 .

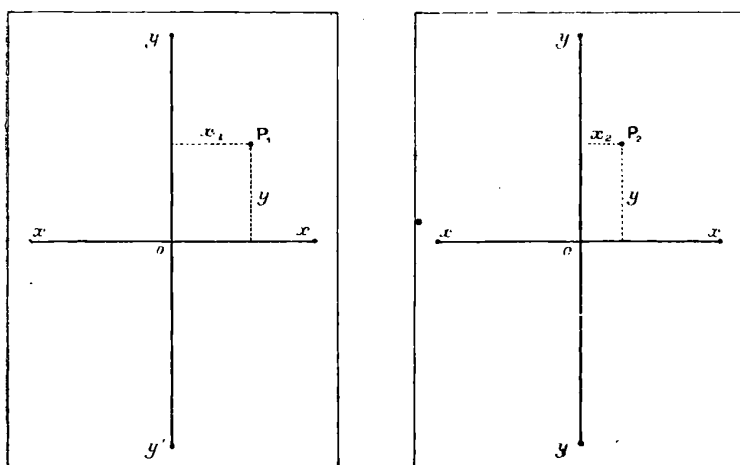


FIG. 8.

On extrait ensuite la plaque impressionnée de la boîte en recommandant au blessé de garder son immobilité. On la remplace par une nouvelle plaque non impressionnée et l'on exécute immédiatement une deuxième radiographie après avoir déplacé l'ampoule parallèlement à l'axe des x de manière qu'elle occupe une deuxième position A_2 symétrique de A_1 par rapport à sa position initiale. La distance A_1, A_2 est donc 2δ ⁽¹⁾ L'image du projectile se forme alors en P_2 sur cette deuxième preuve.

(1) J'adopte, en pratique, pour 2δ , la valeur 64 millimètres qui est l'écartement moyen des yeux, de manière à pouvoir observer les deux clichés dans un stéréoscope approprié, avec le relief exact.

Les deux plaques une fois développées à la manière habituelle fournissent deux clichés C_1, C_2 (fig. 8) sur lesquels les deux images P_1, P_2 du projectile se trouvent en deux points différents de la plaque.

On mesure, à l'aide d'un double décimètre :

1° L'abscisse x_1 de P_1 sur le cliché C_1 ;

2° L'abscisse x_2 de P_2 sur le cliché C_2 ;

3° L'ordonnée y de P_1 ou de P_2 sur l'un ou l'autre cliché. Cette ordonnée est évidemment la même sur les deux clichés.

La profondeur Z' du projectile, comptée à partir de la plaque sensible, se calcule alors très facilement. En effet, les triangles semblables de sommet commun P sur la fig. 6 donnent immédiatement :

$$\frac{Z'}{D - Z'} = \frac{x_1 - x_2}{2\delta}$$

d'où :

$$Z' = \frac{D(x_1 - x_2)}{(x_1 - x_2) + 2\delta}$$

ou, avec les valeurs numériques adoptées (exprimées en millimètres) :

$$Z' = \frac{500(x_1 - x_2)}{(x_1 - x_2) + 64}$$

Si l'on veut avoir la profondeur Z comptée à partir du point marqué par le fil à plomb sur la peau, il suffit de mesurer l'épaisseur e du membre entre les deux repères et de retrancher Z' de e :

$$Z = e - Z'$$

Pour avoir les deux autres coordonnées X et Y du projectile, reportons-nous à nouveau à la fig. 6. Les deux triangles semblables $O'QP, O'OM$ donnent :

$$\frac{X}{\frac{x_1 + x_2}{2}} = \frac{D - Z'}{D}$$

d'où :

$$X = \frac{D - Z'}{D} \frac{x_1 + x_2}{2} = \frac{500 - Z'}{1000} (x_1 + x_2)$$

La valeur de Z' étant connue, celle de X se déduit immédiatement de cette expression.

On aura évidemment Y en fonction de y par la même formule :

$$\frac{Y}{y} = \frac{D - Z'}{D},$$

d'où :

$$Y = \frac{(D - Z')y}{D} = \frac{(500 - Z')y}{500}.$$

Ces trois coordonnées connues, on marquera sur le corps du blessé, par un signe conventionnel, le point de coordonnées X et Y. On inscrira à côté la profondeur Z ou Z' suivant qu'on partira de l'un ou de l'autre des deux repères marqués sur le corps et l'on effacera, pour éviter toute erreur, le repère origine. Le blessé étant amené devant le chirurgien, celui-ci sait qu'il doit chercher le corps étranger au-dessous du point marqué par le signe conventionnel, à la profondeur indiquée par le nombre inscrit à côté de lui.

Dans la pratique courante, au lieu d'employer les formules ci-dessus, on consultera un barème calculé d'après ces formules. On aura ainsi très rapidement l'emplacement exact du projectile avec l'indication de la profondeur à laquelle il se trouve.

CHALEUR LATENTE DE FUSION DE LA GLACE.

H.-C. DICKINSON, D.-R. HARPER et N.-S. OSBORNE. — Chaleur latente de fusion de la glace. — *Bulletin of Bureau of Standards*, vol. X, n° 2 ; 1914.

Les déterminations antérieures à 1870 ont donné, pour la chaleur latente de fusion de la glace, des nombres variant de 79 à 80. Les mesures les plus récentes et les plus dignes de confiance ont donné la valeur moyenne 79,6.

Les expérimentateurs du Bureau of Standards ont employé deux méthodes. La méthode des mélanges qui a l'avantage de donner le résultat directement en calories et une méthode dite électrique dont le résultat dépend de la valeur admise comme équivalent calorique de l'énergie électrique. Cette dernière consiste à compenser, par

l'apport d'énergie électrique dans une bobine chauffante, la chaleur absorbée par la fusion de la glace; elle diminue beaucoup la correction portant sur les échanges de chaleur entre le calorimètre et l'enceinte pendant une expérience.

La glace employée est obtenue par congélation d'eau pure (vérification faite par une mesure de résistance électrique), dans des moules qui lui donnent la forme d'un cylindre creux : pour la glace naturelle, on a taillé des cylindres de même forme qui peuvent être insérés dans des supports de cuivre. Ces blocs sont d'abord maintenus plusieurs jours dans un cryostat, puis pesés tout en étant maintenus dans un cryostat spécial, immédiatement avant d'être introduits dans le calorimètre. Les cryostats étaient maintenus soit à $-0^{\circ},72$, soit à $-3^{\circ},78$.

On a tenu compte de toutes les causes d'échanges de chaleur possibles. La conduction calorifique des fils d'amenée du courant, l'échauffement dû au courant qui passe dans la résistance en platine des thermomètres, l'évaporation sont négligeables. La quantité de chaleur apportée électriquement est mesurée par une méthode potentiométrique, on a admis comme équivalent de la calorie à 15° la valeur 4,187 joules internationaux; le choix d'autres valeurs admises ne changerait d'ailleurs pas le résultat de 1/1000.

Dans les deux méthodes, on devait employer une donnée peu ou mal connue : la chaleur spécifique de la glace au voisinage de 0° . La comparaison des chaleurs totales de fusion obtenues en partant, soit de $-0^{\circ},72$, soit de $-3^{\circ},78$, a permis de fixer cette valeur à 0,520.

La moyenne des résultats obtenus par la méthode électrique a été 79,65 calories à 15° . La moyenne des mesures par la méthode des mélanges a donné 79,61. La moyenne de 21 mesures donne enfin :

79,63 par gramme masse.

Quelques essais avec de la glace contenant un millième de sels (AzH^3 , NaCl , CaCl^2) a donné des valeurs 1,4 0/0 plus basses que la glace pure.

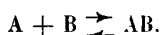
G. Roy.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XLIV, n^{os} 12 et 13; 1914.

OTTO STERN. — Sur la théorie de la dissociation des gaz. — P. 497-524.

L'auteur considère une réaction entre deux gaz idéaux et principalement le cas simple où deux atomes A et B se trouvent en présence et peuvent former une molécule AB :



Dans le cas de l'équilibre, en désignant par C_a , C_b , C_{ab} les concentrations en molécules par centimètre cube de A, B et AB, on a :

$$\frac{C_a \cdot C_b}{C_{ab}} = K.$$

La relation de la constante d'équilibre K et de la température T est déterminée par l'effet thermique Q de la réaction ; Q dépend des chaleurs spécifiques c_a , c_b , c_{ab} des corps A, B et AB. On peut donc calculer K pour toutes les températures, dès qu'on connaît K et Q pour une seule température et la marche des chaleurs spécifiques. Le théorème de Nernst permet de déterminer K d'après Q et c , si l'on connaît les constantes chimiques des corps qui prennent part à la réaction. La théorie des quanta nous donnera les valeurs de ces constantes chimiques d'après les poids moléculaires m et, chez les molécules diatomiques, les moments d'inertie i des molécules ; à haute température, il faut aussi connaître la fréquence de vibration ν des atomes. D'après ces considérations, l'auteur établit la formule :

$$(1) \quad K = \frac{C_a \cdot C_b}{C_{ab}} = \frac{e^{-\frac{U_0}{RT}}}{\sqrt{kT}} \cdot \frac{\nu}{N \cdot 2^{\frac{3}{2}} \pi^{\frac{1}{2}} d^2} \left(\frac{m_a m_b}{m_{ab}} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{1}{n}},$$

dans laquelle R est la constante des gaz, N le nombre d'Avogadro, $k = \frac{R}{N}$, d la distance des centres de gravité des atomes A et B dans la molécule AB, U_0 la diminution de l'énergie potentielle par union

de N atomes de A et B pour former la molécule AB à $T = 0$; Σ est l'augmentation d'entropie dans la transformation d'une molécule de A et de B solides en une molécule de AB solide, à $T = 0$. D'après le théorème de Nernst, $\Sigma = 0$; toutefois l'auteur laisse provisoirement la valeur de Σ indéterminée.

Passant des molécules-gramme aux nombres de molécules, désignons par n_a , n_b , n_{ab} , les nombres de molécules contenues dans le volume V et posons $\frac{u_0}{N} = \psi_0$, nous avons :

$$(2) \quad \frac{C_a C_b}{C_{ab}} N = \frac{n_a n_b}{n_{ab} V} = \frac{e^{-\frac{\psi_0}{kT}}}{\sqrt{kT}} \frac{v}{2^{\frac{3}{2}} \cdot \pi^{\frac{1}{2}} d^2} \left(\frac{m_a m_b}{m_{ab}} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\Sigma}{R}}$$

D'autre part, l'auteur calcule la constante d'équilibre par des considérations de mécanique moléculaire basées sur la théorie de Boltzmann (1); il arrive à la formule :

$$(3) \quad \frac{n_a n_b}{n_{ab} V} = \frac{e^{-\frac{\psi_0}{kT}}}{\sqrt{kT}} \cdot \frac{v}{2^{\frac{3}{2}} \cdot \pi^{\frac{1}{2}} d^2} \left(\frac{m_a \cdot m_b}{m_{ab}} \right)^{\frac{1}{2}} \mathfrak{S}_a \mathfrak{S}_b$$

Dans cette expression, les quantités \mathfrak{S} sont définies parce que l'attraction d'un atome ne s'exerce qu'à l'intérieur d'un certain angle solide critique dont le sommet est au centre de gravité de l'atome, et dont la valeur est $\frac{4\pi}{\mathfrak{S}}$.

En identifiant les formules (II) et (III), on obtient :

$$e^{-\frac{\Sigma}{R}} = \mathfrak{S}_a \mathfrak{S}_b$$

On aurait par suite à décider entre les possibilités suivantes :

1. L'attraction chimique ne s'exerce pas suivant des directions privilégiées; on a \mathfrak{S}_a et $\mathfrak{S}_b = 1$ et $\Sigma = 0$;

2. L'attraction chimique ne s'exerce que suivant certaines directions; on a \mathfrak{S}_a et $\mathfrak{S}_b > 1$. Ce cas comporte deux éventualités :

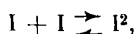
2a. Au changement d'ordre des degrés de liberté sans chaleur spécifique ne correspond aucune variation de l'entropie, et $\Sigma = 0$.

(1) *Théorie des gaz*, t. II, p. 171 et suiv. (trad. française.)

2b. A ce changement d'ordre correspond une variation de l'entropie, $\Sigma = R \log \mathfrak{S}_a \cdot \mathfrak{S}_b$.

Les cas 1 et 2a sont d'accord avec le théorème de Nernst; le cas 2b est en contradiction avec ce théorème.

Ces résultats ont été soumis au contrôle de l'expérience sur la réaction :



dont la constante d'équilibre a été bien étudiée par Stark et Bodenstein. On trouve pour cette réaction — $\Sigma = 7,03$.

On possède en outre pour I toutes les données qui permettent une détermination plus directe et exempte d'hypothèses de la valeur de Σ ; on a obtenu — $\Sigma = 7,61$.

Il semblerait donc, à moins que les données que nous possédons sur I ne soient entachées d'erreurs assez considérables, que le passage de I atomique à l'état de I² moléculaire à T = 0, s'accompagne d'une variation d'entropie, ce qui est en contradiction avec le théorème de Nernst. Toutefois cette conclusion ne s'impose pas avec certitude.

L'auteur, par des considérations de la théorie moléculaire et en utilisant la théorie des quanta, a déduit aussi l'expression de l'entropie de rotation de la molécule d'un gaz diatomique, il trouve :

$$S_r = \int_0^T \frac{C_r}{T} dT = R \log T + R \log \frac{8\pi i^2 k}{h^2},$$

i désignant le moment d'inertie de la molécule.

MARTIN KNUDSEN. — Méthode pour déterminer le poids moléculaire de très petites quantités de gaz ou de vapeurs. — P. 525-536.

On mesure la densité du gaz par la résistance qu'éprouve dans ce gaz un corps tournant autour d'un axe. Soient N le nombre de molécules gazeuses par centimètre carré, Ω la vitesse moyenne de ces molécules; si un élément de surface dS se déplace avec une vitesse v dans une direction tangentielle, il imprime au gaz par seconde une quantité de mouvement $\frac{1}{4} Nm\Omega v dS$, m étant la masse d'une molé-

cule. La force K avec laquelle le gaz agit sur l'unité de surface qui se déplace avec la vitesse de 1 centimètre par seconde est $\frac{1}{4} Nm\Omega$; elle est égale, d'après la théorie cinétique, à :

$$\frac{1}{4} \sqrt{\frac{8}{\pi}} \sqrt{\frac{273}{T}} \sqrt{p_0},$$

p désignant la pression du gaz. En posant $\frac{K}{p} = k$, on a :

$$p_0 = 2\pi \frac{T}{273} k^2 = 0,023016Tk^2$$

et

$$M = 522,65 \cdot 10^6 \cdot Tk^2.$$

L'appareil employé consiste essentiellement en une sphère de verre suspendue à un fil de quartz placée à l'intérieur d'un ballon de verre un peu plus grand et portant un tube vertical assez long dans lequel est le fil de suspension.

La sphère intérieure porte une graduation suivant son équateur horizontal, et, lorsqu'elle oscille autour de son axe de suspension, on observe au microscope le déplacement des divisions. Le ballon communique, d'une part, avec un manomètre spécial permettant d'apprécier une variation de pression de $\frac{1}{5.000}$ de dynes par centimètre carré, et, d'autre part, avec un système de ballons et de burettes servant à introduire dans l'appareil, après qu'on y a fait le vide, une quantité connue du gaz à étudier. L'ensemble comporte naturellement un grand nombre de détails indispensables et très minutieux.

Soient α_0 l'amplitude initiale, α_n l'amplitude après n oscillations, τ_0 et τ_n les temps du passage à l'équilibre lors de la première et de la $(n + 1)^{\text{e}}$ oscillation, I le moment d'inertie du système en mouvement, m le moment total des résistances, on a :

$$\frac{m}{2I} = \frac{1}{\tau_n - \tau_0} \log_{\text{nat.}} \frac{\alpha_0}{\alpha_n}.$$

ou en passant aux logarithmes vulgaires et posant :

$$\frac{1}{\tau_0 - \tau_1} \log \frac{\alpha_0}{\alpha_n} = D,$$

$$\frac{m}{2I} = 2,3026D.$$

Le moment de la résistance du gaz sur toute la surface de la sphère est :

$$m_1 = \frac{8\pi}{3} R^3 k p.$$

On peut admettre que le moment m_2 de la résistance due à l'imparfaite élasticité du fil de suspension est indépendant de p ; on a donc :

$$\frac{dm}{dp} = \frac{dm_1}{dp} = \frac{8\pi}{3} R^3 k = 2.2,30261 \frac{dD}{dp}.$$

d'où :

$$k = 0,39420 \frac{dD}{dp}$$

et

$$M = 522,25 \cdot 10^6 T k^2.$$

A. CORVISY.

HERDWIN KOHN. — Sur la nature de l'émission des vapeurs métalliques dans les flammes. — P. 749-782.

Pour prouver qu'un corps émet un rayonnement purement thermique, on s'assure qu'il obéit à la loi de Kirchhoff. Soit E_λ son pouvoir émissif, A_λ son pouvoir absorbant, on peut calculer d'après la loi de Planck la température T_1 pour laquelle le corps noir aurait un pouvoir émissif $e_{\lambda T_1}$ égal au rapport $\frac{E_\lambda}{A_\lambda}$. Cette température T_1 est ce que E. Bauer a appelé la température d'émission. Si la loi de Kirchhoff est vérifiée, T_1 est égal à la température vraie T du corps. E. Bauer ⁽¹⁾ a déjà montré que toutes les bandes et raies émises par la flamme d'un bec Bunsen ont une même température d'émission, pourvu qu'on se limite à la portion de la flamme comprise entre le cône bleu intérieur et la région d'oxydation totale extérieure. Il a conclu que cette température est la même que celle de la flamme au même point. H. Schmidt ⁽²⁾ a déterminé d'autre part la température d'émission T_1 d'une bande infra-rouge de l'acide carbonique et la température vraie T du bec Méker. Il a trouvé qu'elles coïncidaient.

L'auteur a repris la question et a confirmé les résultats précédents

⁽¹⁾ *Recherches sur le rayonnement* (thèse, Paris, 1912).

⁽²⁾ *J. de Phys.* (1911), p. 72.

en appliquant la méthode de Schmidt dans la partie visible du spectre. La température d'émission était obtenue par la méthode de renversement des raies de Féry. La température vraie était mesurée de deux façons, d'abord comme avait fait Schmidt, ensuite suivant une technique légèrement différente. Schmidt plaçait dans la flamme un fil de platine et mesurait sa température apparente au moyen d'un pyromètre optique. De la température apparente, il déduisait la température vraie d'après les mesures de Henning et Holborn. Pour éviter l'abaissement de température de la flamme par suite du rayonnement du fil, on le faisait traverser par un courant électrique convenable. L'auteur, au lieu de compenser l'énergie rayonnée par le fil, mesure la température d'émission au voisinage immédiat du fil, et trouve que $T_1 = T$ à moins de 10° près, quand on fait varier la température de la flamme entre 900 et 1.800° C. On peut donc considérer comme établi que les vapeurs métalliques se comportent dans les flammes comme des radiateurs purement thermiques.

Même dans la flamme « froide » du sulfure de carbone, l'émission de la vapeur de sodium ne se produit qu'au-dessus de 670° C., température limite à laquelle le corps noir commence à émettre du rayonnement visible.

RENÉ WURMSER.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE ;

T. LXXXIV ; 1913.

HOLMBERG. — La catalyse par les cations. — P. 451-474.

Il s'agit cette fois de la saponification de l'acide acétylglycolique $\text{CH}_3\text{-CO-O-CH}_2\text{CO}_2\text{H}$.

Sous l'action des alcalis, la réaction est bimoléculaire et les constantes des vitesses sont proportionnelles aux racines septièmes des concentrations du cation présent. A 25° , les constantes catalytiques des deux cations étudiés sont $C_{\text{Na}} = 5,48$ et $C_{\text{Ba}} = 7,05$. Si les deux cations coexistent, leur effet catalytique se représente bien par l'équation :

$$C = \sqrt[7]{C_{\text{Na}}^7 + C_{\text{Ba}}^7}.$$

En liqueur acide, la réaction est monomoléculaire, à condition qu'il y ait assez d'acide pour que la concentration des ions H reste constante. À 25°, la relation entre la constante des vitesses C et la concentration des ions H est représentée par l'équation :

$$C = 0,00044 + 0,108C_H.$$

BENNETT et MITCHELL. — Énergie superficielle totale et constitution chimique.
P. 475-497.

L'énergie moléculaire totale des liquides non associés est indépendante de la température, ce qui s'exprime par :

$$\left(\gamma - t \frac{d\gamma}{dt}\right) (Mv)^{\frac{2}{3}} = K.$$

Cette constante K est une fonction atomique que nous ne connaissons pas.

Pour les liquides associés, la valeur K' de la constante dépend de la température; mais, dans des conditions données, le facteur d'association est $x = \left(\frac{K'}{K}\right)^{\frac{3}{2}}$.

KRUYT. — La transformation du soufre orthorhombique en soufre monoclinique.
P. 498-500.

Réponse à Nernst.

BRUNER et GALECKI. — L'électrochimie des halogènes dissous dans la nitrobenzine. — P. 513-557.

On a étudié expérimentalement la conductibilité électrique des solutions de Cl, BrI, ICl, IBr, ICl³ dans la nitrobenzine soit humide, soit complètement déshydratée. À mesure que le dissolvant et le corps dissous sont mieux desséchés, on obtient des solutions non conductrices de Cl, Br, I, tandis que celles de IBr et ICl³ restent conductrices. En solution hydratée, les conductibilités se rangent dans l'ordre suivant : I, Br, BrI et ICl³; le chlore ne donne jamais de solution conductrice.

Dans l'électrolyse en solution hydratée ou non, on obtient tou-

jours à l'anode un équivalent d'halogène pour 1 faraday, et il se dépose sur une électrode d'argent; tandis qu'à la cathode il ne se sépare rien; cependant des cathodes formées par des sels halogènes d'argent montrent des traces de réduction. Quand on poursuit assez l'électrolyse, on finit par enlever tout le halogène et il reste la nitrobenzine pure, non conductrice.

Au point de vue de la mobilité des ions, 1 faraday entraîne vers l'anode environ deux équivalents d'halogène, sauf pour Br.

Pour expliquer ces résultats, il faut admettre que, non seulement il se forme un hydracide, mais aussi qu'il se produit une véritable ionisation, telle que $\text{IBr} \rightleftharpoons \text{I} + \text{Br}$.

BRUNER et LAHBILL. — Les facteurs des oscillations de la conductibilité électrique des solutions de brome dans la nitrobenzine. — P. 558-569.

La conductibilité des solutions de brome dans la nitrobenzine se montre très capricieuse, et pour des solutions identiques, provenant d'une même distillation, elle peut varier dans le rapport de 1 à 6. Elle augmente beaucoup par refroidissement. L'addition de certaines substances telles que Ag^2O , Al^2O^3 , CdO la diminue énormément; l'addition de SiO^2 , SO^4Ba est sans influence.

BRUNER et BEKIER. — La conductibilité électrique et l'électrolyse de Br, BrI, ICl^3 et ICl dissous dans SO^2 liquide. — P. 570-584.

Ces solutions ont les mêmes propriétés que les solutions dans la nitrobenzine.

On peut avoir une solution non conductrice de Br dans SO^2 pur, ce qu'on n'obtient pas avec BrI, ICl et ICl^3 ; l'électrolyse se produit de la même façon et l'explication des phénomènes est analogue, rien ne se dépose à l'électrode négative.

RICHARDS et ROWE. — Méthode perfectionnée pour mesurer les chaleurs spécifiques et les chaleurs de dilution des liquides. — P. 585-610.

Cette méthode a comme base la compensation de la chaleur à mesurer par la production de quantités déterminées de chaleur au moyen de la neutralisation de quantités bien déterminées d'acide sulfurique pur.

Les résultats sont très précis et, avec cinq ou six expériences, on a une valeur moyenne qui ne diffère pas de la valeur vraie de plus de $\frac{1}{10^4}$. Le thermomètre utilisé doit être approprié à cette sensibilité.

Au moyen de cet appareil, on a déterminé les chaleurs spécifiques en solutions étendues de HCl, HBr, AzO^3H et ClO^3H d'une part, puis de LiOH, NaOH, KOH d'autre part. On en déduit les chaleurs moléculaires correspondant aux formules $\text{M} + 100\text{H}^2\text{O}$. Ces résultats serviront à déterminer de façon exacte les chaleurs de neutralisation, connues jusqu'ici en assimilant la chaleur spécifique de la solution étendue à celle de l'eau pure.

LAUTZ. — Relations entre les formes stables et instables. — P. 611-641.

Il s'agit d'un travail expérimental important destiné à compléter les données numériques un peu insuffisantes dans ce genre d'études.

Les propriétés qu'il paraît indispensable de connaître en premier lieu pour les formes instables sont: leur pouvoir spontané de cristallisation en fonction de la température, leur vitesse linéaire de cristallisation, leur température d'équilibre avec le liquide et leur température et leur vitesse de transformation dans la forme stable.

Les expériences ont porté sur trois corps: la résorcine, qui est trimorphe; la triphénylguanidine et la tristéarine, qui sont dimorphes, et toutes les quantités précédentes ont été déterminées.

On a étudié aussi la façon dont se comportent certaines formes totalement instables dans des mélanges binaires.

BATSCHINSKI. — Études sur le frottement interne des liquides. — P. 643-706.

Les recherches effectuées pour relier le frottement interne des liquides directement à leur température n'ont pas donné de résultat général, et Batschinski pense que la viscosité doit avoir des causes différentes pour les liquides et pour les gaz. Tandis que pour ceux-ci elle est due à la transmission d'énergie cinétique par les chocs moléculaires, elle est causée dans les liquides par les forces intermoléculaires et par conséquent on peut prévoir qu'elle s'exprimera plus simplement en fonction du volume spécifique que directement en fonction de la température.

L'expérience justifie pleinement ces prévisions. Si n désigne la viscosité, v le volume spécifique, c et ω deux constantes caractéristiques du liquide, il existe la relation simple :

$$n = \frac{c}{v - \omega}, \quad \text{d'où on tire} \quad v = \omega + \frac{c}{n}.$$

Les vérifications ont porté sur 89 substances en utilisant des mesures déjà faites (Thorpe et Rodger) ou des déterminations nouvelles, dont quelques-unes sont relatives à des températures plus élevées que le point d'ébullition normal. Pour les liquides non associés et même pour les gaz lourds, la loi se vérifie dans de larges limites des variations des coordonnées (la température pouvant varier par exemple de 180°). Les liquides associés ne suivent pas cette loi. Dans les cas où elle s'applique, l'erreur est très souvent inférieure à 1 0/0. Enfin la loi est également valable quand les variations de v et de n sont dues à des variations de la pression.

De la formule précédente, on peut déduire :

$$\frac{\omega}{v_1} + \frac{\beta}{\alpha} = 1,$$

où v_1 désigne le volume spécifique du liquide sous la pression de une atmosphère, β le coefficient de compressibilité et $\alpha = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial p}$.

Enfin, on peut donner des deux constantes de la formule l'interprétation suivante : ω représente le volume spécifique du liquide pour une viscosité infinie, on peut l'appeler le volume limite, tandis que $v - \omega$ est le volume libre. Pratiquement ω est intermédiaire entre les volumes spécifiques du liquide et du solide au point de solidification, et il subsiste là une grosse difficulté, et on observe des écarts un peu grands avec la loi pour les petites valeurs du volume libre, c'est-à-dire pour des distances moléculaires trop faibles. Il est assez curieux que, pour tous les liquides, ω soit à peu près la même fraction $\frac{307}{1000}$ du volume critique, il est donc voisin du coefficient b de l'équation de Van der Waals. Enfin le produit $M\omega$, où M désigne le poids moléculaire, présente un caractère nettement additif, et on calcule la valeur caractéristique de chaque corps simple ; souvent l'erreur ne dépasse pas $\frac{1}{50}$.

Enfin le coefficient c est proportionnel à la racine carrée du coefficient a de la même équation de Van der Waals.

L'étude de la relation entre les frottements internes sous les états liquide et gazeux n'est qu'indiquée.

SCHAEFFER. — Les points quadruples. — P. 707-727.

Considérons tous les équilibres hétérogènes pouvant exister entre deux composants dont chacun existe sous deux phases solides, et supposons les deux phases liquides non miscibles. Il peut exister six systèmes de quatre phases qui coexistent en un point quadruple et en chacun de ces points se coupent quatre lignes d'équilibre entre trois phases. L'application de la Thermodynamique donne des indications sur leurs positions relatives.

SCHAEFFER. — Le système éther-eau. — P. 728-733. — Le système hydrogène sulfurique. — P. 734-745.

Cette étude vérifie les conclusions du précédent travail.

WAHL. — Étude optique des gaz solidifiés. — P. 746-752.

Le chlore se présente en lamelles, très biréfringentes, appartenant au système orthorhombique; il ne paraît pas polymorphe. La couleur des lamelles faiblit quand la température s'abaisse; elles sont blanches dans l'air liquide. Le brome est également orthorhombique et monomorphe, les cristaux sont pléochroïques.

On sait que l'iode est également orthorhombique au-dessus de 46°,5 et monoclinique au-dessous.

TAMMANN. — A propos de la nouvelle théorie de l'allotropie de Smits.
P. 752-754.

FUCHS. — Les constantes a et b de l'équation de Van der Waals. — P. 755-758.

Il est inexact que la constante a représente la force d'attraction moléculaire, il y intervient bien d'autres facteurs dont l'importance peut être prépondérante et donner à la constante des valeurs différentes, même pour des corps physiquement voisins.

LIND. — La preuve expérimentale de la validité de la loi de Faraday pour les réactions entre gaz. — P. 759-761.

L'étude de ces réactions effectuées sous l'action d'agents ionisants montre qu'elles sont de nature radioactive et non électronique.

HOFBARER. — Nouvelles formules pour le calcul de la dilatation de l'eau. — P. 762-763. — Nouvelles formules pour le calcul de la tension de la vapeur d'eau. — P. 764.

Il s'agit de formules empiriques.

T. LXXXV; 1913.

H. von JUPTNER. — Etudes sur la vaporisation. — P. 1-61.

Ce travail peut être considéré comme le résumé des six précédents du même auteur sur le même sujet. La loi du diamètre rectiligne se généralise et non seulement la demi-somme, mais aussi la demi-différence des densités du liquide et, de sa vapeur saturante rapportées à la densité critique s'expriment par des équations simples. Soient D_l , D_v et D_k ces trois grandeurs, T la température absolue, T_k la température critique, et D_0 la densité au zéro absolu ; on a :

$$\frac{D_l + D_v}{2D_k} = \frac{D_0}{2D_k} \left(1 - \frac{T}{T_k}\right) + \frac{T}{T_k} \quad \text{et} \quad \frac{D_l - D_v}{2D_k} = \frac{D_0}{2D_k} \left(1 - \frac{T}{T_k}\right)^{\frac{1}{3}}.$$

Pour les corps dont le poids moléculaire est invariable dans l'intervalle de températures étudié, les valeurs de $\frac{D_0}{2D_k}$ déduites des deux équations précédentes ou de résultats expérimentaux montrent une concordance très satisfaisante (les résultats se rapportent à quarante substances).

Le point où le diamètre rectiligne rencontre l'axe des températures est donné par

$$\frac{D_l + D_v}{2D_k} = 0.$$

et le quotient $\frac{D_0}{2D_k}$ étant toujours très voisin de 2, $\frac{T}{T_k}$ l'est aussi.

Enfin des équations précédentes, combinées avec celle de van der Waals, on déduit les valeurs des rapports $\frac{D_l}{D_k}$, $\frac{D_v}{D_k}$, la différence des volumes moléculaires du liquidé et de sa vapeur saturée, le travail extérieur et la chaleur de vaporisation.

REIS et WALDBAUER. — Les flammes contenant des oxydes de l'azote.
P. 62-98.

On a réalisé des flammes avec des mélanges de composition variable de méthane, oxygène et bioxyde d'azote. Quand la proportion de AzO est assez forte, la flamme comprend un cône intérieur, entouré d'un second cône dit moyen, en dehors duquel enfin la combustion se fait à l'air. L'analyse a permis de déterminer la composition des gaz dans les différentes parties de la flamme et de connaître les réactions qui s'y produisent. Dans le cône intérieur, AzO² repasse en grande partie (90-0 0) à l'état de AzO qui traverse ce cône sans transformation; CH⁴ n'est que partiellement oxydé, il en reste $\frac{1}{3}$ ou $\frac{1}{4}$ intact, l'hydrogène est presque complètement brûlé, CO ne l'est que très peu; enfin il s'est formé de notables quantités d'aldéhyde formique. Dans le cône moyen se produit une seconde explosion qui conduit à l'oxydation complète des parties combustibles par AzO. L'explosion se produit quand la proportion d'oxygène a atteint une valeur convenable, et la composition du mélange gazeux varie régulièrement à partir du cône intérieur.

CENTNERSZWER. — La vaporisation du phosphore dans l'oxygène et dans d'autres gaz. — P. 99-112.

Le phosphore se vaporise dans l'oxygène pur et la vapeur obéit à la loi de Dalton. Les gaz et les vapeurs qui empêchent l'oxydation du phosphore sont sans action sur sa vaporisation. Le travail donne les valeurs numériques de la tension de vapeur à 20° dans l'hydrogène, l'oxygène, le gaz carbonique, le gaz d'éclairage et dans l'air mélangé d'iodure de phényle.

RIVETT. — L'action des sels neutres sur la transformation de la chloranilide acétique en parachloracétanilide en présence d'acide chlorhydrique. — P. 113-128.

On a mesuré les constantes des vitesses de cette transformation en présence de HCl, des chlorures alcalins et de SO^4H^2 . Les résultats se représentent bien par l'équation :

$$K = (\text{HCl}) [0,050 + a(\text{H}') + b(\text{Cl}') + d(\text{M}')],$$

dans laquelle a , b , d sont des constantes spécifiques de la nature des ions, et les concentrations étant exprimées entre parenthèses. Dans les cas étudiés, K est indépendant de la température. Enfin $\text{AzH}'\text{Cl}$ donne des résultats anormaux.

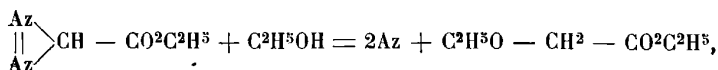
MILLAR. — L'action retardatrice de petites quantités d'eau dans la décomposition du diazoacétate d'éthyle en solution alcoolique. — P. 129-169.

BRAUNE. — Même sujet. — P. 170-310.

Ces deux travaux ont été entrepris sous l'inspiration de Bredig. Le point de départ est la recherche d'une explication du mécanisme de la dissociation électrolytique et du rôle intime du milieu ionisant, que l'on déduira de la connaissance des ions qui servent réellement au transport de l'électricité.

Parmi toutes les théories émises, celle de Goldschmidt se montre très féconde et bien en accord avec l'expérience. Elle trouve sa base dans ce fait que la vitesse d'éthérification d'un acide organique en solution alcoolique et sous l'influence catalytique d'un acide minéral fort varie beaucoup quand on ajoute à l'alcool de l'eau, même en très petite quantité. Plus il y a d'eau, plus l'éthérification est lente. Ceci s'explique bien en admettant que l'acide fort agit par ses ions H qui, en réalité, donnent des ions complexes avec l'alcool, ces ions complexes réagissant sur l'acide organique; la présence de l'eau, donnant des hydrates avec ces mêmes ions H, diminue donc la quantité d'alcool actif. Le développement mathématique de cette hypothèse conduit à des résultats souvent vérifiés, la même action retardatrice de l'eau étant fréquente destruction de l'acide oxalique par SO^4H^2 concentré, transformation de l'isocyanate d'ammonium en

urée, etc.) Un exemple remarquable est encore fourni par la destruction de l'éther diazoacétique en solution alcoolique d'après la formule :



réaction catalysée par l'acide picrique, mais retardée par la présence d'eau. On a étudié cette destruction sur des solutions dans les alcools méthylique, éthylique et isobutylique absolus et dans leurs mélanges avec l'eau. L'influence retardatrice dépend de l'alcool et augmente en suivant la série précédente. A mesure que la quantité d'eau augmente, la vitesse de la réaction diminue jusqu'à un minimum atteint pour des concentrations qui diffèrent suivant l'alcool. En supposant la réaction monomoléculaire, la constante des vitesses va en diminuant et suit une marche parallèle à la conductibilité électrique du mélange; il y a à peu près proportionnalité jusqu'à ce que la concentration en eau soit de l'ordre d'un demi-molécule par litre. Dans tout ce domaine, on peut calculer d'après la théorie de Goldschmidt la constante hydrolytique de l'ion alcoolat.

Dans le travail de Braune, on a étudié les éthers méthylique et éthylique de l'acide diazoacétique en solution dans l'alcool éthylique à 25° et en présence de divers acides catalyseurs. Pour tous ces acides et à condition de tenir compte du degré de dissociation, l'influence de l'eau est du même ordre de grandeur; la concordance est bonne jusqu'à la concentration de 0^{mol},3 par litre. Pour les deux éthers étudiés et pour quatre acides, les résultats justifient numériquement la théorie de Goldschmidt, l'acide monochloracétique fait seule exception. Mais, pour des concentrations plus grandes, il se produit un écart qui est une propriété spécifique de chaque acide, et il faut admettre l'existence d'autres ions complexes.

SNETHLAGE. — Influence des sels neutres sur certaines réactions catalytiques dans divers dissolvants. — P. 244-262.

Ce travail se rattache encore aux deux précédents. Mais cette fois la question que l'on cherche à résoudre est de savoir si l'action catalytique d'un acide est due uniquement à ses ions H et si elle est proportionnelle à leur concentration. Pour cela, on ajoutera à l'acide

catalyseur un de ses sels, c'est-à-dire un anion identique à celui de l'acide, ce qui diminue la concentration en ions H, et on mesurera l'effet catalytique observé. Si l'hypothèse précédente était juste, l'effet catalytique de l'acide devrait tendre vers zéro quand la concentration du sel ajouté augmente indéfiniment; or on constate, que si elle diminue conformément aux prévisions, elle tend vers une valeur finie différente de zéro. Il faut donc en conclure que la molécule acide non dissociée a par elle-même une action catalytique.

Les expériences ont porté sur la destruction de l'éther diazoacétique dans l'alcool éthylique absolu et catalysée par l'acide picrique auquel on ajoute des picrates de corps organiques. Soit C la concentration brute en acide exprimée en molécules par litre, γ le degré de dissociation, K_M et K_H les mesures des actions catalytiques respectives de l'acide non dissocié et des ions H, ces nombres étant rapportés à des solutions normales, l'action catalytique de la solution est donnée par :

$$K = [\gamma K_H + (1 - \gamma) K_M] C.$$

Ces deux constantes K_M et K_H ont été calculées par une série de réactions effectuées dans l'eau et les alcools méthylique et éthylique.

On a trouvé que la valeur du quotient $\frac{K_M}{K_H}$ est toujours plus grande pour les acides ayant une plus grande constante d'affinité et qu'elle est indépendante des valeurs absolues de K_M et de K_H . Ainsi, quand diverses réactions du même type sont catalysées dans le même dissolvant par un acide déterminé, $\frac{K_M}{K_H}$ a la même valeur. Pour un type de réaction très différent, le rapport a une valeur un peu différente, mais la relation entre $\frac{K_M}{K_H}$ et la constante d'affinité de l'acide est toujours peu modifiée par la nature du dissolvant. Pour les acides très forts et dans les alcools méthylique et éthylique, $\frac{K_M}{K_H}$ est sensiblement égal à 1; pour les acides forts en solution aqueuse, le rapport est plus grand que l'unité.

CARLI. — L'absorption de l'hydrate ferrique colloïdal. — P. 263-272.

Entre le noir animal et l'hydrate ferrique, il y a vraiment absorption et, dans les limites étudiées, elle est proportionnelle à la quantité de charbon, indépendante du volume de la solution et de la quantité de colloïde qui s'y trouve. Avec le kaolin, il n'y a aucune action appréciable.

A. SÈVE.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LE TOME IV

DE LA 5^e SÉRIE

- Les titres des mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Memoire indique le volume; le second désigne la page.
-

- ADAMS (E.-P.). — Phénomène de Hall, IV, 414.
- AMAR (J.). — Degré de fatigue, IV, 62 137.
- ANDRADE (Da. C.). — Surface des fils tendus de métaux mous, IV, 716.
- ANDRADE (J.). — Ajustages thermiques, IV, 40C.
- ANDRÉ (E.), voir MOUREU (Ch.).
- ANTONOFF. — Existence de l'uranium Y, IV, 243.
- ARCHIBALD (E.-M.). — Conductibilité des solutions d'alcools et d'acides organiques dans l'acide chlorhydrique, IV, 651.
- ARIES (E.). — Coefficients de thermo-élasticité, IV, 140. — Lois de Van t'Hoff et de Le Chatelier, IV, 229
- ARIÈS (A.). — Lois du déplacement de l'équilibre chimique, IV, 408.
- ARKADIEW (W.). — Phénomènes de diffraction de Fresnel, IV, 96. — Théorie du champ électromagnétique, IV, 347.
- ARNAUD (Ch.). — Réfraction atmosphérique, IV, 302.
- ATEN. — Modification du soufre, IV, 523.
- AUWERS et EISENLOHR. — Constance des équivalents de réfraction, IV, 523.
- AZAMBUJA (L.-d'), voir DESLANDRES (H.).
- EAERWALD (H.). — Rayons-canaux, IV, 418.
- BAHR (E. v.). — Clapet, IV, 92.
- BAILLAUD (R.). — Astrolabe photographique, IV, 578.
- BALY (E.-C.-C.). — Équivalent photochimique, IV, 259.
- BANCELIN. — Mesure absolue de coefficient d'adsorption, IV, 495.
- BARKHAUSEN (H.). — Démonstration de la propagation des ondes, IV, 91.
- BARKLA (Ch.). — Rayonnement caractéristique de Röntgen, IV, 750.
- BARNETT (S.-J.). — Champ magnétique de deux électro-aimants tournants, IV, 306.
- BARTON. — Ionisation et télégraphie sans fil, IV, 312.
- BATEMAN. — Classification des champs électromagnétiques, IV, 398.
- BATSCHINSKI. — Frottement interne des liquides, IV, 806.
- BAUD (E.). — Chaleur de formation des mélanges binaires liquides et leur composition, IV, 138.
- BAUD (E.), DUCELIEZ (F.) et GAY (L.). — Étude calorimétrique du système eau-monométhylamine, IV, 494.
- BAULE (B.). — Phénomènes se passant dans les gaz dilués, IV, 732.
- BAUME (G.). — Équation de Maxwell-Berthoud, IV, 135. — Courbes de fusibilité, IV, 724.

- BAUME (G.) et BOROWSKI (W.). — Courbes de fusibilité, IV, 725.
- BAUME (G.) et GEORGITSES (N.). — Courbes de fusibilité, IV, 724.
- BAUME (G.) et GERMANN (A.-F.-O.). — Courbes de fusibilité, IV, 724.
- BAUME (G.) et PAMFIL (G.-P.). — Courbes de fusibilité, IV, 725.
- BAUME (G.) et PERROT (E.-L.). — Courbes de fusibilité, IV, 724.
- BAUME (G.) et M^{lle} TYKOCINER (A.). — Courbes de fusibilité, IV, 725.
- BAYEUX (R.). — Distributeur micrométrique de gaz, IV, 136.
- BEER (P.) et FAJANS (K.). — Place de la bifurcation dans la série du thorium, IV, 168.
- BEHACIER (M.). — Chute libre et mouvement des planètes dans la théorie de la gravitation de Nordström, IV, 350.
- BEKIER, voir BRUNER.
- BELOT (E.). — Matière zodiacale et constante solaire, IV, 134.
- BENEDIKS (C.). — Loi de la répartition de l'énergie de Planck, IV, 73.
- BENNDORF, DORNO, HESS, SCHWEDLER et WULF. — Mesures des radiations très pénétrantes existant dans l'atmosphère, IV, 438.
- BENNETT et MITCHELL. — Énergie superficielle totale et constitution chimique, IV, 804.
- BENOIST (L.) et COPAUX (H.). — Lois de transparence de la matière aux rayons X, IV, 408, 494, 545.
- BERGET (A.). — Sondeur piézométrique, IV, 639.
- BERGHOLM (C.). — Pulvérisation cathodique IV, 422.
- BERGWITZ (K.). — Électromètre de Wulf, IV, 671.
- BERNARD (V.). voir GUILLET (L.).
- BERTHOUD (A.). — Formule de Maxwell généralisée, IV, 647. — La Chimie physique en 1913, IV, 725. — Loi de Maxwell, IV, 730.
- BIELECKI (J.) et HENRI (V.). — Tautométrie, IV, 573. — Calcul du spectre d'absorption d'un corps d'après sa constitution chimique, IV, 575.
- BIGORDAN (G.). — Détermination du coefficient thermométrique des vis de micromètre, IV, 303.
- BILLON-DAGUERRÉ, MÉNARD (L.) et FONTAINE (H.). — Lampe à mercure, IV, 140.
- BILTZ. — Pression osmotique des colloïdes, IV, 595, 597.
- BINGHAM, WHITE, THOMAS et CADWELL. — Fluidité et théorie des hydrates, IV, 596.
- BLANC (A.). — Rayonnement de l'oxydation du phosphore, IV, 640.
- BLEYER et PACZUSKI. — Combinaison du glucinium et des sucres, IV, 598.
- BLOC (R.). voir MINGUIN (J.).
- BLOCH (L. et E.). — Spectre du nickel et du cobalt dans l'ultra-violet, IV, 496. — Spectre d'absorption de l'oxygène dans l'ultra-violet extrême, IV, 576. — Spectres d'étincelles dans l'ultra-violet extrême, IV, 622, 639.
- BLOM (C.-E.). — Calcul des fréquences, IV, 430.
- BLONDEL (A.). — Montage des transformations triphasées dans les transports d'énergie à haute tension, IV, 406. — Effet des harmoniques supérieures dans les transports d'énergie, IV, 492.
- BOER, voir COHEN.
- BOHDAN VON SZYSZOWSKI. — Rôle de la molécule neutre des électrolytes IV, 134. — Recherches calorimétriques sur l'action des sels neutres, IV, 599.
- BOHR (N.). — Effet des champs électriques et magnétiques sur les raies spectrales, IV, 586.
- BOIS (H. du). — Théorie des armatures polaires, IV, 246. — Électroaimants circulaires, IV, 249.
- BOLL (M.). — Évolution photochimique des électrolytes, IV, 553.
- BOLL (M.) et HENRI (V.). — Non-influence de l'oxygène sur certaines réactions photochimiques, IV, 298.
- BOMPIANI (E.) et RUMELIN (G.). — Dispositif pour mesures calorimétriques, IV, 753.
- BOREL (F.). — Cinématique dans la théorie de la relativité, IV, 64. — Problèmes de probabilité géométrique, IV, 298.
- BORELJUS (G.). — Détermination du potentiel d'un électrolyte, IV, 318.

- BORISSOW (P.). — Répartition de l'énergie dans les spectres d'émission des phosphores CaBi et SrBi, IV, 396.
- BORN (M.). — Théorie des chaleurs spécifiques, IV, 750.
- BOROWSKI (W.), voir BAUME (G.).
- ROSLER (J.). — Spectre de la comète, 1913 b, IV, 57.
- BOUBNOFF (N.), voir BRINER (E.).
- BOUCHET (E.). — Déformation du caoutchouc, IV, 640.
- BOULOUGH (R.). — Points stigmatiques singuliers, IV, 137, 229.
- BOURGFT (H.), FABRY (Ch.) et BUISSON (H.). — Nébuleuse d'orion, IV, 573, 578.
- BOURGET (H.), voir BUISSON (H.) et FABRY (Ch.).
- BOURRIÈRES (P.). — Mouvement brownien, IV, 233.
- BOUTARIC (A.). — État thermique de l'atmosphère, IV, 494. — Équation $A - U = T \frac{d\lambda}{dT}$, IV, 650. — Formule de lord Rayleigh, IV, 728.
- BOUTARIC (A.), voir LEENHARDT (Ch.).
- BOUY (E.). — Théorie cinétique des gaz parfaits, IV, 5, 450, 601. Application de la méthode des cycles fermés, 761.
- BRAGG (W.-L.). — Figures d'interférence des cristaux hémisphériques, IV, 443. — Intensité des rayons X réfléchis par les cristaux, IV, 718.
- BRAUNE. — Décomposition du diazocétate d'éthyle en solution alcoolique, IV, 811.
- BRESCIANI (V.), voir NASINI (R.).
- BRILLOUIN (L.). — Propagation d'un signal lumineux dans un milieu dispersif, IV, 139. — Diffusion de la lumière par un corps transparent homogène, IV, 638.
- BRILLOUIN (M.). — Propagation du son dans un fluide hétérogène non absorbant, IV, 230. — Énergie d'agitation et température absolue dans les liquides isotropes, IV, 681.
- BRINER (E.). — Dynamique chimique des systèmes gazeux, IV, 722. — Mécanisme de l'action chimique des décharges électriques, IV, 729.
- BRINER (E.) et BOUBNOFF (N.). — Réactions chimiques dans les systèmes gazeux fortement comprimés, IV, 649.
- BRINER (E.) et KAHN (J.). — Formation de l'ammoniac, IV, 729.
- BRINER (E.) et KUHNE (A.). — Décomposition du carbure de calcium, IV, 726.
- BROCA (A.) et FLORIAN (C.). — Niveau pratique à bain de mercure, IV, 227.
- BROGLIE (M. de). — Spectrographie des rayons de Röntgen, IV, 101, 141, 233. — Spectroscopie des rayons de Röntgen, IV, 302. — Raies des maxima de diffraction dans les diagrammes d'interférence des rayons de Röntgen, IV, 355. — Spectres des rayons de Röntgen obtenus par simple passage des rayons incidents au travers de feuilles minces, IV, 404. — Spectres des rayons de Röntgen émis par les anticathodes de Cu, Fe, Au ; IV, 493. — Spectroscopie des rayons secondaires émis hors des tubes à rayons de Röntgen, IV, 640.
- BROGLIE (M. de) et LINDEMANN (F.-A.). — Observation fluoroscopique par vision directe des rayons de Röntgen, IV, 302. — Procédé pour obtenir rapidement les spectres des rayons de Röntgen, IV, 572.
- BRUNER et LAHILL. — Conductibilité électrique des solutions de brome dans la nitrobenzine, IV, 805.
- BRUNER et BEKIER. — Conductibilité électrique et électrolyse de Br, BrI, ICl³ et ICl, dissous dans SO² liquide, IV, 805.
- BRUNER et GALECKI. — Electrochimie des halogènes dissous dans la nitrobenzine, IV, 804.
- BUISSON (H.), FABRY (Ch.) et BOURGET (H.). — Nébuleuse d'orion, IV, 357.
- BUISSON (H.), voir FABRY (Ch.).
- BULLE (F.). — Courbe des tensions de vapeur de l'oxygène, IV, 344.
- BURGER (F.) et KÖNIGSBERGER (J.). — Bandes d'absorption des vapeurs, IV, 88.
- BURSON (V.), voir DESLANDRES (H.).
- BURSTYN (W.). — Arcs au mercure, IV, 425.

- BYK (A.). — Théorie des forces atomiques électriques et chimiques, IV 324.
- CALLANDA (H.-L.). — Thermodynamique des radiations, IV, 717.
- CAMPBELL (N.). — Conduction gazeuse, IV, 71. — Résistance électrique des mélanges de xylol et d'alcool, IV, 243. — Vitesse des rayons δ , IV 579.
- CANAC (I.) et TASS'LLY (E.). — Nike-lage de l'aluminium, IV, 300.
- CARDOSO (E.) et GERMANN (A.-F.-O.). — Tension de vapeur de l'acide chlorhydrique, IV, 650.
- CARLI. — Absorption de l'hydrate ferrique colloïdal, IV, 814.
- CARVALLO (J.). — Conductibilité de l'anhydride sulfureux, IV, 387.
- CATTEL, voir EULER.
- CAUNEVEL (P.). — Projecteurs de lumière, IV, 572.
- CENTNERSWER. — Vaporisation du phosphore dans l'oxygène et dans d'autres gaz, IV, 810.
- CERMAK (P.). — Effet Peltier, IV, 441.
- CHARLIER (C.-V.-L.). — Constitution de l'atmosphère, IV, 177.
- CHARPY (G.) et CORNU (A.). — Influence du silicium sur la solubilité du carbone dans le fer, IV, 139.
- CHARRON (F.). — Enregistrement des signaux radiotélégraphiques, IV, 578.
- CHILD (C.-D.). — Lignes spectrales des molécules non chargées, IV, 71. — Ionisation dans la décharge sans stries, IV, 497.
- CHRÉTIEN (H.). — Astrolabe à miroirs, IV, 578.
- CLARTÉ (R.), voir ROTHÉ (E.).
- CLARKE (H.-T.) et STEWART (A.-W.). — Absorption ultra-violet de l'acétone, IV, 166.
- CLAUDE (A.) et DRIENCOURT (L.). — Micromètre impersonnel à coïncidence, IV, 63.
- CLAUDE (G.). — Tubes au néon, IV, 407, 495. — Absorption des gaz par le charbon, IV, 436.
- CLOAREC (C.). — Altération spontanée des surfaces liquides, IV, 407.
- COBENZ (Wm.-W.). — Piles thermoélectriques au bismuth, IV, 175.
- COEHN (A.) et MOZER (H.). — Électrisation des gaz au contact de liquides, IV, 663.
- COHEN et DE BOER. — Études piézo-chimiques, IV, 598.
- COLARDEAU (E.). — Localisation des corps étrangers dans l'organisme par voie radiographique, IV, 787.
- COLLFY (A.-R.). — Mesures réalisées dans le spectre électromagnétique de l'eau à l'aide d'oscillation, IV, 510.
- CONSTANTIN (R.). — Compressibilité osmotique des solutions, IV 577, 638.
- CONWAY (A.-W.). — Origine des séries spectrales, IV, 238.
- COPAUX (H.), voir BENOIST (L.).
- CORBINO (O.-M.). — Recherches magnéto optiques, IV, 88.
- CORNEC (E.) et URBAIN (G.). — Détermination par la cryoscopie des sels doubles en solution aqueuse, IV, 576.
- CORNU (A.), voir CHARPY (G.).
- COTTON (A.), MOUTON (H.) et DRAPIER (P.). — Propriétés optiques d'une liqueur mixte ou mise à la fois au champ électrique et au champ magnétique, IV, 228.
- COUADE (M.). — Parachute d'aviation, IV, 134.
- CRABTREE (J.-I.). — Nature de la surtension, IV, 727.
- CRAFTS (J.-M.). — Comparaison des tensions de vapeur, IV, 232.
- CRANZ (C.) et GLATZEL (Br.). — Écoulement des gaz à de hautes pressions, IV, 670.
- CROZE (F.). — Phénomène de Zeeman, IV, 228.
- DANNECKER (C.). — Doubles points neutres et f. e. m. de quelques couples thermoélectriques entre -200° et $+1000^{\circ}$, IV, 326.
- DARMOIS (E.) et LEBLANC (L.). — Arc alternatif dans la vapeur de mercure, IV, 304, 405.
- DARWIN. — Réflexion des rayons X, IV, 498. — Choc des particules α contre des atomes légers, IV, 643.
- DAVIS (B.). — Théorie de l'ionisation, IV, 161.
- DAVIS (E.-B.), voir WIGHTMAN (E.-P.). — HOLMES (A.) et JONES (H.-C.).

- DEBYE (P.) -- Interférence des rayons de Röntgen, IV, 421.
- DÉCOMBE (I.). -- Chaleur de Joule et chaleur de Siemens, IV, 116, 572.
- DELFY et PARR (P.). -- Glacier Hinters, IV, 311.
- DEMASSIEUX (M^{me} N.). - Équilibre entre le chlorure de plomb et le chlorure de potassium en solution aqueuse, IV, 303. -- Entre le chlorure de plomb et le chlorure de sodium, IV, 495.
- DEMBERG (H.). -- Production de rayons de Röntgen mous, IV, 439.
- DESLANDRES (H.). -- Champs généraux, magnétique et électrique du soleil, IV, 57. -- Champ électrique solaire, IV, 576.
- DESLANDRES (H.) et d'AZAMBUJA (L.). -- Lois relatives à la structure des spectres de bandes, IV, 63. -- Action du champ magnétique sur le spectre de bandes ultra-violet de la vapeur d'eau, IV, 137. -- Deuxième groupe des bandes de l'azote dans le champs magnétique, IV 301.
- DESLANDRES (H.) et BURSON (V.). -- Action du champ magnétique sur les raies de séries arithmétiques dans une bande du gaz d'éclairage, IV, 239.
- DESLANDRES (H.) et PEROT (A.). -- Réalisation des champs magnétiques élevés, IV, 303. -- Électroaimant, IV, 494.
- DICKINSON (H.-C), HARPER (D.-R.) et OSBORNE (N.-S.). -- Chaleur latente de fusion de la glace, IV, 796.
- DIENERT (F.). -- Expériences avec la fluorescence, IV, 62.
- DIESTELMEIER (F.). -- Fluorescence des éléments du 6^e groupe du système périodique, IV, 260.
- DIMA (B.-A.). -- Effet photo-électrique des composés métalliques, IV, 60.
- DIPPEL (E.). -- Alliages d'Heussler. IV, 428.
- DOLEZALEK. -- Théorie des mélanges binaires, IV, 514.
- DONDER (T. de). -- Mouvement de la chaleur dans un corps altermane, IV, 232. -- Théorème de Poynting, IV, 494.
- DONGIER (R.) et BRAZIER (C.-E.). -- Effet sonore déterminé au contact d'une pointe métallique et de la surface d'un cristal ou d'un métal, par le passage du courant alternatif, IV, 59.
- DORNO (C.). -- Électromètre de Wulf, IV, 671.
- DORNO, voir BENNDORF, HESS, SCHWEIFLER et WULF.
- DOSNE (P.). -- Enregistrement des radiotélégrammes, IV, 406.
- DRAPIER (P.) voir COTTON (A.) et MOUTON (H.).
- DRAPIER (P.), voir HAAS (W.-J.).
- DRECO (M.). -- Pouvoirs émissifs dans l'infra-rouge, IV, 573.
- DRIENCOURT (L.), voir CLAUDE (A.).
- DUCELLIEZ (F.), voir BAUD (E.) et GAY (L.).
- DUCLAUX (J.). -- Chaleur spécifique des corps composés, IV, 472.
- DUCRETET (F.), voir TAULEIGNE (A.) et ROGER (E.).
- DUFOUR (A.). -- Oscillographe cathodique, IV, 638.
- DUNOYER (L.). -- Résonance de la vapeur de sodium, IV, 17, 229.
- DUNOYER (L.) et WOOD (R.-W.). -- Résonance de la vapeur de sodium, IV, 574.
- DUPUY (E.-L.). -- Susceptibilité magnétique des alliages, IV, 496.
- DUPUY (E.-L.) et PORTEVIN (A.). -- Propriétés thermo-électriques des alliages fer-carbone, IV, 136.
- DUTOIT (P.). -- Hyposulfites cupro-alcalins, IV, 651.
- EHRENFEST (T.). -- Fluctuations de concentration dans les solutions radioactives, IV, 83.
- EHRENFEST (F.). -- Quantités minima d'électricité, IV, 574.
- EINSTEIN (A.). -- Gravitation, IV, 442, 750. -- Réponse à une question de M. Reissner, IV, 444.
- EINSTEIN (A.) et FOKKER (A.-D.). -- Théorie de la gravitation de Nordström, IV, 738.
- EISENLOHR, voir AUWERS.
- ELISSAHOFF (G. VON), voir FREUNDLICH (H.).
- ELSTER (I.) et GEITEL (H.). -- Proportionnalité de l'intensité lumi-

- neuse et du courant photo-électrique dans les cellules à métaux alcalins, IV, 257. — Photométrie de l'ultra-violet solaire, IV, 678.
- ENGLER (C.) et SIVEKING (H.). — Emploi du fontascope pour la détermination de la teneur en émanation des eaux de source, IV, 87.
- ÉPHRAÏM. — Nature des valences secondaires, IV, 518, 519. — Tension des combinaisons ammoniac-métalliques, IV, 599.
- ERUCHIN (P.). — Effet Zeeman, IV, 315.
- ESCHER (W.). — Chaleurs spécifiques des gaz diatomiques, IV, 313.
- ESMARCH (W.). — Ondes électromagnétiques dans les milieux dispersifs, IV, 429.
- EUCKEN (A.). — Conductibilité calorifique, chaleur spécifique et frottement intérieur des gaz, IV, 174.
- EULER et CATTEL. — Destruction de l'acide monochloracétique, IV, 759.
- EVE. — Nombre d'ions produit par la radiation γ du radium, IV, 313.
- EVERLING (E.). — Colonnes lumineuses produites par réflexions, IV, 439.
- EYERSHEIM (P.) voir KAYSER (H.).
- EWOLD (P. P.). — Symétrie ternaire dans les cristaux cubiques, IV, 343.
- FABRY (Ch.) et BUISSON (H.). — Principe de Doppler-Fizeau, IV, 640.
- FABRY (Ch.) voir BUISSON (H.) et BOURGET (H.).
- FAJANS (K.). — Bifurcation et noids moléculaire des membres C_1 des trois séries radioactives, IV, 169.
- FAJANS (K.) voir BEER (P.).
- FAJANS (K.) et GOHRING (O.). — Uranium X_2 , IV, 170.
- FASSBENDER (H.) et HUPKA (L.). — Courbes d'aimantation à haute fréquence dans des tôles très minces, IV, 425.
- FEHRLE (K.). — Induction unipolaire, IV, 317.
- FENNINGER (W.-N.). — Effet de Hall, IV, 410.
- FERGUSON (A.). — Forces agissant sur une sphère solide en contact avec une surface liquide, IV, 72.
- FÉRY (Ch.). — Prisme à faces courbes, IV, 261.
- FESSENKOPF (B.). — Loi de réflexion de la lumière par les substances mates, IV, 578.
- FISCHER (K.). — Hystérésis dans les tubes de Geissler, IV, 88.
- FLAJOLET (Ph.). — Forme curieuse de cirrus, IV, 58.
- FLAMM (L.). — Rayonnement α de couches épaisses, IV, 333. — Mesure des substances radioactives, IV, 437.
- FLECK (A.). — Désintégration de l'uranium X, IV, 67.
- FLORANCE (D.-C.-H.). — Radiation γ secondaire, IV, 413.
- FLORIAN (C.) voir BROCA (A.).
- FOX (G.). — Champs moléculaires dans les cristaux et l'énergie au zéro absolu, IV, 231.
- FOKKER (A.-D.). — Énergie moyenne d'un doublet électrique, IV, 656.
- FOKKER (A.-D.) voir EINSTEIN (A.).
- FONTAINE (H.). voir BILLON-DAGUERRE et MÉNARD (L.).
- FOORD (C.-W.-H.). — Instrumenté à anche, IV, 497.
- FOÛPL (L.). — Forme fondamentale du réseau de diamant, IV, 751.
- FORTRAT (R.). — Phénomène de Zeeman, IV, 61. — Groupement des raies réels ou apparents dans les spectres des bandes, IV, 226. — Bandes spectrales dans le champ magnétique, IV, 404.
- FRANCK (J.) et HERTZ (G.). — Ionisation par choc, IV, 436.
- FREDENHAGEN (K.). — Dispositif pour chauffer les gaz et les vapeurs, IV, 343. — Absorption de la vapeur de sodium, IV, 343. — Disparition de l'effet photo-électrique pour les surfaces métalliques fraîchement grattées, IV, 746.
- FREUNDLICH (E.). — Vitesse de la lumière, IV, 96, 739.
- FREUNDLICH (H.) et ELSSAFCFF (G. von). — Valence du radium par osmose électrique, IV, 173.
- FRIEDEL (G.). — Symétries cristallines que peut révéler la diffraction des rayons de Röntgen, IV, 235. — Structure cristalline mise en évi-

- dence par la diffraction des rayons de Röntgen, IV, 301.
- FRIEDRICH (W.). — Interférence des rayons de Röntgen, IV, 433.
- FRIEDRICH. — Valences secondaires, IV, 518.
- FUCHS (S.). — Trajectoires des tensions principales dans le cas d'une sphère reposant sur un plan, IV, 176. Constantes *a* et *b* de l'équation de Van der Waals, IV, 808.
- FUCHTBAÜER (C.) et HOFMANN (W.). — Distribution de l'intensité des raies de séries dans les spectres d'absorption, IV, 442.
- FUCHTBAÜER (C.) et SCHELL (C.). — Méthode d'étude quantitative des raies d'absorption, IV, 439.
- GAEDF (W.). — Pompe à vide, IV, 442.
- GALECKI, voir BRUNER.
- GANS (R.). — Force coercitive du nickel en fonction de la température, IV, 95, 249.
- GARBASSO (A.). — Phénomène Stark. — Lo Surdo, IV, 745.
- GAUBERT (P.). — Cristaux liquides mixtes, IV, 234.
- GAUDECHON (H.) voir MUNTZ (A.).
- GAUDEFRY (C.). — Figures de déshydratation de l'oxalate de potassium, IV, 138. — Du ferrocyanure de potassium, IV, 496.
- GAY (L.). — Tension d'expansibilité des liquides anormaux, IV, 65. — Rapports entre le co-volume *b* et les constantes critiques, IV, 299.
- GAY (L.), voir BAUD (E.) et DUCEL-LIEZ (F.).
- GEHLHOFF (G.). — Expériences de cours avec les gaz nobles, IV, 91.
- GEHRCKE (E.). — Modèle pour expliquer l'émission lumineuse, IV, 748.
- GEIGER (H.). — Dénombrement des particules α et β , IV, 437.
- GEITEL (H.) voir ELSTER (J.).
- GENTIL (L.) et PEREIRA DE SOUSA. — Tremblement de terre en Portugal, IV, 137.
- GEORGEVIFS. — Absorption des solutions aqueuses, IV, 519. — Partage d'une substance entre deux dissolvants liquides, IV, 759.
- GEORGITSES (N.), voir BAUME (G.).
- GERDIEN (H.). — Anémomètre Siemens et Halske, IV, 439.
- GERLACH (W.). — Mesures de rayonnement, IV, 321.
- GERMANN (F.-E.-E.). — Courbe des tensions de vapeur de l'oxygène, IV, 344.
- GERMANN (A.-F.-O.). — Densité de l'oxygène de l'air à Genève, IV, 141, 721.
- GERMANN (A.-F.-O.), voir BAUME (G.).
- GERMANN (A.-F.-O.), voir CARDOSO (E.).
- GERMANN (F.), voir SKOSSARREWSKI (M.).
- GESCHOSER (O.). — Production de rayons cathodiques à la pression atmosphérique, IV, 171, 337.
- GIBSON (A.-H.). — Mouvement de longues bulles d'air dans un tube vertical, IV, 304.
- GIRAUD (F.). — Réactions dépendant de courants de réponse, IV, 59.
- GIROUSSE. — Électrolyse du plomb et du fer dans le sol, IV, 64.
- GLATZEL (Br.), voir CRANZ (C.).
- GOHRING (O.), voir FAJANS (K.).
- GOLDHAMMER (D.-A.). — Théorie des chaleurs spécifiques, IV, 427.
- GOTTSTEIN (G.). — Effets Peltier et Thomson, IV, 665.
- GOMPEL (M.) et HENRI (V.). — Absorption des rayons ultra-violet par les alcaloïdes, IV, 234.
- GOTTHELF LEIMRACH. — Amortissement dans l'oscillation de Hertz, IV, 427.
- GOURÉ DE VILLEMONTÉE (C.). — Propagation de l'électricité à travers l'huile de paraffine, IV, 639, 770.
- GOUY (G.). — Absence de réfraction sensible dans l'atmosphère du soleil, IV, 230. — Action de la pesanteur sur les mélanges gazeux, IV, 491. — Pouvoir absorbant de l'arc voltaïque pour ses propres radiations, IV, 573.
- GRAMONT (A. de). — Spectre de bandes de l'aluminium, IV, 232.
- GRAVIER (Ch.). — Développement automatique des clichés photographiques, IV, 60.
- GRAY (A.). — Relations canoniques dans la dynamique générale, IV,

309. — Electricité et magnétisme, IV, 499.
- GRAY (J.-A.). — Note sur rayons β et γ , IV, 67. — Dispersion et absorption des rayons γ du radium, IV, 579.
- GUILLAUME (E.). — Vitesse de la lumière et principe de Carnot, IV, 231.
- GUILLET (L.) et BERNARD (V.). — Variation de la résilience des alliages industriels de cuivre en fonction de la température, IV, 57.
- GUTBIER. — Catalyse de l'hydrazine par le noir de platine, IV, 756.
- GÜTENBERG (B.). — Constitution intérieure du globe, IV, 430.
- GUTTON (C.). — Pouvoir inducteur spécifique des liquides, IV, 493.
- GUY (I.-S.). voir JONES (H.-C.).
- GUZAU (A.). — Oscillographe interférentielle, IV, 195. — Récepteur téléphonique, IV, 480.
- HAAS (W.-J. de) et DRAPER (P.). — Mesure de la susceptibilité absolue de l'eau, IV, 157.
- HAHN (O.) voir MEITNER (L.).
- HAHN (O.) et FITZGER (L.). — Place de l'actinium dans le système périodique, IV, 253. — Uranium X_2 , IV, 254.
- HALBAN (Von) — Cinétique des sels ammoniacaux, IV, 522. — Rôle du dissolvant dans la cinétique chimique, IV, 600.
- HAMY. — Mesure des vitesses radiales, IV, 62, 295.
- HAMY (M.) et MILLOCHAJ. — Effets des variations de voltage sur l'intensité des radiations d'arc obtenues par le courant alternatif, IV, 575.
- HANDOVSKY (H.) voir WILKE (E.).
- HANGIOT et LAHURE. — Températures minima de recueil, IV, 304. — Érouissage ascendant et descendant, IV, 406.
- HANSEN (H.-M.). — Effet Zeeman, IV, 504, 506.
- HANTZSCH. — Influence de la concentration et des diversions métalliques incolores sur l'absorption des solutions salines colorées, IV, 758.
- HARNACK (A.). — Théorie du miroir mobile, IV, 511.
- HARPER (D.-R.), voir DICKINSON (H.-C.) et OSBORNE (N.-S.).
- HASSE (H.). — Équations de l'électrodynamique des corps en mouvements et le principe de relativité, IV, 309.
- HASSELBLATT. — Vitesse linéaire de cristallisation des mélanges isomorphes, IV, 514.
- HAUSRATH. — Modèles d'onde de torsion, IV, 426.
- HEMSALECH (G.-A.), voir WOOD (R.-W.).
- HENNING (F.) — Échelle des températures, IV, 510.
- HENRI (V.) voir BOLI (M.).
- HENRI (V.) voir GOMPEL (M.).
- HENRI (V.) voir BIELECKI (J.).
- HENRI (V.) et LANDAU (M.). — Application de la spectroscopie à l'étude des équilibres chimiques, IV, 303.
- HERTWIG (H.). — Emploi du pont de Wheatstone en haute fréquence, IV, 328.
- HERTZ (G.), voir FRANCK (J.).
- HERZFELD (K.-F.). — Nombre des électrons libres dans les métaux, IV, 436. Effet ZEEMAN, IV, 745.
- HESS (V.-P.). — Origine de la radiation pénétrante, IV, 86. — Mesures de radioactivité, IV, 437.
- HESS, voir BENNDORF, DORNO, SCHWEIDLER et WULF.
- HEYDWEILER (A.). — Constitution de l'atome, IV, 325.
- HODGSON (B.). — Échauffement de l'anode dans les tubes à vide, IV, 411.
- HØNEN. — Point de congélation des dissolvants qui réagissent, IV, 593.
- HOFBARER. — Dilatation de l'eau, IV, 809.
- HOFBAUER. — Calcul de la vapeur d'eau saturante, IV, 521.
- HOFFMANN (G.). — Électromètre de haute sensibilité, IV, 318.
- HOFMANN. — Mouillage et adhérence des particules solides à la séparation de deux liquides, IV, 522.
- HOFMANN (W.), voir FUCHTBAUER (C.).
- HOLM (E.). — Hypothèse des quanta, IV, 323. — Théorie statistique du magnétisme, IV, 734.

- HOLMBERG. Catalyse par les cations, IV, 803.
- HOLMES (A.), voir WIGHTMAN (E.-P.), DAVIS (P.-B.) et JONES (H.-C.).
- HOLT EDGAR et FIRTH. — Absorption de l'hydrogène par le palladium, IV, 521.
- HORTON (F.). — Décharges à bas potentiel dans les tubes à vide élevé, IV, 70.
- HORVE (G.-W.-G.). — Effet de l'ionisation de l'air sur les oscillations électriques, IV, 412.
- HUGHES. — Longueurs d'onde limite de l'effet photoélectrique normal, IV, 501.
- HUGUES (H.-G.), voir TYNDALL (A.-M.)
- HUPKA (E.). — Raies dans les figures d'interférence des rayons de Röntgen, IV, 355.
- HUPKA (E.), voir WARBURG, LEITHAUFER et MUTLER.
- HUPKA (L.), voir FASSBENDER (H.).
- HUTH voir VORLANDER.
- IBRAC (P.). — Vol plané, IV, 61.
- IGNATIEFF (A.). — Mesure des longueurs d'aide dans l'infra-rouge, IV, 668.
- IJUN — Lois de Boyle-Mariotte et de Gay-Lussac, IV, 595.
- ISHIWARA (J.). — Principe de moindre action dans l'électrodynamique des corps pondérables en mouvement, IV, 250.
- ISHIZARA. — Colloïdes, IV, 516.
- JAGER (W.) et STEINWEHR (H. von). — Thermomètre à résistance de mercure, IV, 669.
- JÄESCHTE et MEYER. — Spectres d'absorption des sels de manganèse, IV, 520.
- JAFFÉ (G.). — Ionisation en colonne, IV, 84. — Influence de la diffusion sur la conductibilité des gaz ionisés, IV, 507.
- JANSZ (S.). — Oscillations électriques de deux systèmes couplés, IV, 345.
- JAUMANN (G.). — Théorie de la gravitation, IV, 750.
- JEANS (J.-H.). — Action mutuelle entre la radiation et les électrons libres, IV, 409.
- JFNTZSCH (F.). — Microscope binoculaire, IV 442.
- JOHANSEN (E.-S.). — Chaines thermiques sensibles, IV, 675.
- JOLY (J.). — Température de sublimation, IV 308.
- JONES (H.-C.) et GUY (J.-S.). — Spectres d'absorption des solutions, IV, 513.
- JONES (H.-C.), voir WIGHTMAN (E.-P.), DAVIS (P.-B.) et HOLMES (A.).
- JOSEPH, voir POUGET (J.) et SEGOL (E.).
- JUGUET (E.). — Propriétés des ondes de choc et combustion, IV, 57.
- JOUNAUX (A.), voir PASCAL (P.).
- JULIUS (W.-H.). — Théorie des taches solaires, IV, 744.
- JUPTNER (H. von). — Vaporisation, IV, 809.
- KAHLER (K.). — Teneur en émanation de l'air du sol à Postdam, IV, 741.
- KAHN (J.), voir BRINER (E.).
- KALÄHNE (A.). — Systèmes oscillants couplés, IV, 315
- KAMERING-ONNES (H.), voir PERRIER (A.).
- KAUDIKOV. — Phénomènes électro-capillaires, IV, 594.
- KANEN (H.). — Distribution de l'énergie dans les spectres de gaz, IV, 502.
- KAYSER (H.) et EVERSHEIM (P.). — Institut de physique de l'Université de Bonn, IV 172.
- KEENE (H.-B.). — Passage des rayons de Röntgen à travers les métaux, IV, 337.
- KESOM (W.-H.). — Équation caractéristique d'un gaz monoatomique parfait à partir de la théorie des quanta, IV, 87. — Électrons libres dans les métaux, IV, 87. — Aimantation des corps ferromagnétiques, IV, 737.
- KERN (J.). — Induction dans les cylindres oscillants, IV, 85. — Origine du magnétisme terrestre, IV, 227. — Interférence des rayons de Röntgen, IV, 750.
- KERSCHBAUM (F.-P.). — Expériences d'interférence dans un gaz très raréfié, IV, 641.
- KEYS (D.-A.), voir LENNAN (J.-C. Mac).
- KILCHING (K.). — Calcul des électrons et des ions optiques, IV, 443.

- KING (L.-V.). — Gradient de la radiation pénétrante provenant de la terre, IV, 580.
- KIOSUKE KANAKO, voir RUER (R.).
- KIRSCHBAUM, voir STARK (J.).
- KIRSCHBAUM (H.), voir STARK (J.), WENDT (G.) et KUNZER (R.).
- KIRSCHBAUM (H.), voir STARK (J.) et WENDT (G.).
- KLEEMAN. — Recombinaison des ions produits par les rayons α , IV, 644.
- KLEIN. — Pompe à mercure automatique, IV, 293.
- KNIPPING (F.). — Passage des rayons de Röntgen à travers les métaux, IV, 355.
- KNUDSEN (M.). — Méthode pour déterminer le poids moléculaire, IV, 800.
- KOBAYASHI-IWA[^]. — Diffraction des ondes électriques par un cylindre diélectrique, IV, 507.
- KÖNIGSBERGER (J.). — Luminescence et conductibilité électrique des corps solides, IV, 95.
- KÖNIGSBERGER (J.), voir BURGER (F.).
- KÖNIGSBERGER (J.) et VOGT (K.). — Spectre d'absorption, IV, 431.
- KOHN (H.). — Émission des vapeurs métalliques dans les flammes, IV, 802.
- KOLHORSTER (W.). — Mesures des radiations pénétrantes en ballon libre, IV, 439. — Électromètre de Wulf, IV, 673.
- KOLOSOVSKY (Von). — Hydratation des ions, IV, 515.
- KORN (A.). — Théorie du potentiel et de l'élasticité, IV, 435. — Électron considéré comme une particule pulsante, IV, 435. — Transmission télégraphique des vues cinématographiques, IV, 437. — Théorie de la gravitation, IV, 572.
- KOWALSKI (J. de). — Phénomène lumineux explosif dans l'azote raréfié, IV, 493. — Spectres du mercure, du cadmium et du zinc, IV, 496. — Étincelle oscillante pour rayons ultra-violet, IV, 638.
- KREIDE (W.). — Indices de réfraction de quelques cristaux liquides, IV, 353.
- KROO (J.). — Théorie électronique statistique de la diélectricité et du magnétisme, IV, 324.
- KRUTKOW (C.). — Formule de rayonnement de Wien, IV, 751.
- KRUYT. — Transformation du soufre, IV, 804.
- KUËSSNER. — Solubilité aux diverses faces des cristaux, IV, 758.
- KUHNE (A.), voir BRINER (E.).
- KUHNE (A.), voir RUER (R.).
- KUMMELL (G.). — Appareil pour l'enregistrement de la conductibilité de l'air, IV, 90.
- KUNZER (R.), voir STARK (G.), WENDT (G.) et KIRSCHBAUM.
- KUPPER (W.). — Vitesse du son, IV, 509.
- KURNAKOW et ZEMENZNY. — Frottement des mélanges binaires, IV, 524.
- KUSTNER (H.). — Disparition de l'effet photo-électrique pour les surfaces de zinc fraîchement grattées, IV, 747.
- KUTSCHEWSKI (J.), voir WAGNER (E.).
- LAAR (Van). — Tensions de vapeur des mélanges binaires, IV, 595.
- LABROUSTE (H.). — Transformation moléculaire des couches minces étendues sur l'eau, IV, 493.
- LADENBURG (R.) et REICHE (F.). — Absorption sélective, IV, 75.
- LAHBILL, voir BRUNER.
- LALLEMAND (Ch.). — Question du litre, IV, 637.
- LANDAU (M.), voir HENRI (V.).
- LANDER (C.-H.). — Étais et tirants soumis à des charges latérales et non axiales, IV, 412.
- LANGMUIR (I.). — Pression de vapeur du tungstène métallique, IV, 675.
- LA ROSA. — Arc chantant, IV, 249.
- LAUB (J.). — Passage des rayons de Röntgen durs à travers les corps, IV, 749.
- LAUE (M.). — Interférence des rayons de Röntgen, IV, 84, 430, 433. — Dynamique de la théorie de la relativité, IV, 329. — Optique réticulaire, IV, 343. — Rayons secondaires de Röntgen, IV, 354.
- LAUE (N. v.). — Formation des images optiques, IV, 423. — Optique des réseaux dans l'espace, IV, 428.

- LAUE (V.) et LINGEN (J.-S. van der). — Effet Debye, IV, 442.
- LAUTZ. — Relations entre les formes stables et instables, IV, 806.
- LAWSON (R.-N.). — Spectres produits dans les tubes de Geissler par les décharges à haute fréquence, IV, 237. — Gaz occlus dans les tubes de Geissler, IV, 340.
- LÉAUTÉ (A.). — Propagation des sustentions sur une ligne électrique hétérogène, IV, 577. — Fonctionnement des lignes électriques formées par deux tronçons différents, IV, 638.
- LE BAS (G.). — Théorie des volumes moléculaires, IV, 413.
- LEBLANG (L.), voir DARMOIS (E.).
- LECHNER (G.). — Passage d'un liquide à travers des capillaires recourbés en spirale, IV, 155.
- LEDUC (A.). — Densité et masse atomique du néon, IV, 497. — Note historique sur les phénomènes galvanomagnétiques, IV, 701.
- LEENHARDT (Ch.) et BOUTARIC (A.). — Chaleur de fusion des sels hydratés, IV, 407.
- LEEuw (De). — Modification du soufre, IV, 519.
- LE FLOCH, voir TAFFANEL.
- LEHMANN (O.). — Cristaux liquides, IV, 405, 437, 575, 733.
- LEHNHARDT (R.). — Absorption des ions par des gouttes ou des sphères d'acier qui tombent, IV, 245.
- LEISS (C.). — Spectrographe très lumineux, IV, 167.
- LEITHAUSER, voir WARBURG, HUPKA et MULLER.
- LEMOINE (G.). — Vitesse de décomposition de l'eau oxygénée, IV, 719.
- LEMOULT (P.). — Calcul des chaleurs de combustion des composés organiques, IV, 653.
- LENNAN (J.-C. Mac) et KEYS (D.-A.). — Conductibilité de l'air liquide sous l'influence des rayons α , IV, 236.
- LENZ (N.). — Longueur d'onde propre des bobines à une seule couche de spires, IV, 654.
- LE ROY (G.-A.). — Agrandissement ou réduction des phonogrammes, IV, 302.
- LICHTE (H.). — Intensité du son dans l'arc chantant, IV, 161.
- LIEBMANN, voir LORENZ.
- LIND. — Loi de Faraday, IV, 809.
- LINDEMANN (F.-A.), voir BROGLIE (M. de).
- LINDEMANN et SCHWERS. — Mesure des chaleurs spécifiques vraies, IV, 92.
- LINDMANN (K.-F.). — Absorption des oscillations hertziennes dans le fer, IV, 72.
- LINGEN (J.-S. van der), voir LAUE (V.).
- LIPPMANN (G.). — Réglage d'un collimateur ou d'une lunette, IV, 97, 299. — Mesure des différences de longitude, IV, 445.
- LIVENS (G.-H.). — Pouvoir rotatoire intrinsèque des solutions, IV, 67. — Variabilité des spectres d'absorption, IV, 163, 432. — Activité optique intrinsèque des milieux isotropes, IV, 501.
- LOCKEMANN et LUCIUS. — Absorption de l'arsenic par l'hydrate ferrique, IV, 597.
- LOCKHART FLETCHER (A.). — Détermination du radium dans les substances radioactives, IV, 581.
- LOHNSTEIN. — Loi de Tate, IV, 760.
- LORENZ et LIEBMANN. — Tension superficielle du plomb, IV, 524.
- LO SURDO (A.). — Phénomène Stark-Lo Surdo, IV, 744.
- LUCIUS, voir LOCKEMANN.
- LUDEWIG (P.). — Passage du spectre de l'arc au spectre de l'étincelle, IV, 157, 592.
- LUTZE (G.). — Télégraphie sans fil, IV, 438.
- MAC-TAGGART (H.-A.). — Électrisation des surfaces liquide-gaz, IV, 418.
- MADLUNG (E.). — Théorie cinétique de la loi d'Éttrörs, IV, 255.
- MAHINOWSKI (A. de). — Rayonnement par résonance de la vapeur de mercure, IV, 258, 277.
- MAINKA (C.). — Agitation microscopique, IV, 433.
- MALMBORG (I.). — Pouvoir amortisseur de chocs, IV, 738.
- MALMER (I.). — Action du rayonnement sur le téléphone, IV, 158.

- MANDELSTAM (L.). — Source lumineuse au voisinage immédiat de sa séparation de deux corps transparents, IV, 738.
- MARCELIN (R.). — Vitesses de transformation des systèmes physico-chimiques, IV, 300, 406. — Évaporation des liquides et des solides faiblement surchauffés, IV, 639. — Mécanique des phénomènes irréversibles, IV, 726.
- MARCHAND (E.). — Tension superficielle du chlore, IV, 647.
- MARGAILLAN (L.). — Neutralisation de l'acide chromique, IV, 226.
- MATHEWS (A.-P.). — Cohésion et attraction de gravitation des molécules, IV, 726.
- MAURAIN et DE MOISMOND. — Frottement de l'air sur les surfaces de natures différentes, IV, 230.
- MAURELO (J.-R.). — Phototropie des systèmes organiques, IV, 301.
- MECKLENBURG (W.). — Courbes d'absorption, IV, 595.
- MEISSNER (K.), voir PASCHEN (F.).
- MEITNER (L.) et HAHN (O.). — Distribution des rayons γ entre les produits de la série du thorium, IV, 169.
- MÉNARD (L.), voir BILLON-DAGUERRE et FONTAINE (H.).
- MÉNARD (M.). — Moyen d'éviter les brûlures par les rayons de Röntgen, IV, 138.
- MENTSCHUTRIN (B.-N.). — Systèmes binaires, IV 651.
- MERKEL (E.). — Décharge en courant alternatif, IV, 653.
- MEYER, voir JAESCHTE.
- MICHAUD (F.). — Mesure de faibles déviations, IV, 402.
- MICHL (W.). — Lamelles liquides, IV, 677.
- MIE (G.). — Théorie de gravitation d'Einstein, IV, 748.
- MILANKOVITCH (M.). — Absorption des radiations dans l'atmosphère, IV, 513.
- MILLAR. — Décomposition du diazo-acétate d'éthyle en solution alcoolique, IV, 811.
- MILLIKAN (R.-A.). — Constante d'Avogadro, IV, 357.
- MILLOCHAU — Décharges électriques dans les tubes de Geissler, IV, 206.
- MILLOCHAU, voir SALET (P.).
- MILLOCHAU, voir HAMY (M.).
- MINGUIN (J.) et BLOC (R.). — Influence des solvants sur l'activité optique des éthers camphoriques, IV, 578.
- MITCHELL, voir BENNETT.
- MOHOROVICIC (S.). — Théorie de la relativité, IV, 353.
- MOISMOND (DE), voir MAURAIN.
- MONTESUS (de) DE BALLORE. — Phénomènes sismiques et volcaniques, IV, 58.
- MOORE (H.). — Ionisation produite par les rayons X homogènes, IV, 410.
- MOREAU (G.). — Coupoles à flammes, IV, 140, 229, 304.
- MOSELEY (H.-G.). — Spectres de haute fréquence des éléments, IV, 239, 585.
- MOULIN (M.). — Spiraux des chronomètres, IV, 575.
- MOUREU (Ch.) et ANDRÉ (E.). — Thermochimie des composés acétyléniques, IV, 135.
- MOUREU (Ch.), MULLER (P.-Th.) et VARIN (J.). — Réfraction et rotation magnétique des composés à fonction acétylénique, IV, 63.
- MOUTON (H.), voir COTTON (A.) et DRAPIER.
- MOZER (H.), voir COEHN (A.).
- MULLER (P.-Th.), voir MOUREU (Ch.) et VARIN (J.).
- MULLER, voir WARBURG, LEITHAUSER et HUFKA.
- MUNTZ (A.) et GAUDECHON (H.). — Étude des argiles, IV, 226.
- MYSSOWSKY (L.) et NESTURCH (K.). — Numération des particules, α , IV, 420.
- NAGAOKA (H.) et TAKIMINE (T.). — Mesure des différences de longueur d'onde, IV, 411. — Effet Zeeman, IV, 413.
- NASINI (R.) et BRESCIANI (V.). — Phénomène de Moreschini, IV, 652.
- NEESEN (F.). — Précautions contre la foudre, IV, 442.
- NERNST. — Modifications du soufre, IV, 594.
- NESTURCH (K.) voir MYSSOWSKY (L.)

- NEUBERT (P.). — Cannelures de la colonne positive de l'effluve dans l'hydrogène, IV 318.
- NICHOLSON (J. W.). — Spectre de fréquence élevée et structure de l'atome, IV, 583. — Poids atomiques des éléments des nébuleuses, IV, 637.
- NORDSTRÖM (G.). — Théorie de la gravitation au point de vue du principe de relativité, IV 150, 666.
- OGDEN (H.). — Recombinaison des ions dus aux rayons α , IV 306.
- OOSTERHUIS (E.). — Les écarts de la loi de Curie et leur relation avec l'existence d'une énergie interne au zéro absolu, IV 92.
- ORNSTEIN (L.-S.). — Interférences des rayons de Röntgen, IV, 349. — Optique des réseaux dans l'espace, IV, 428.
- ORTVAY (R.). — Dénombrement des oscillations propres des corps solides, IV, 159.
- OSBORNE (N.-S.), voir DICKINSON (H.-C.) et HARPER (D.-R.).
- OSEEN (C.-W.). — Oscillations électriques d'un anneau mince, IV, 426. — Possibilité de vibrations non amorties, IV, 591.
- PACZUSKI, voir BLEYER.
- PAECH (G.). — Effet photo-électrique des métaux, IV, 424.
- PAMPIL (G.-P.). — Pompe automatique à mercure, IV, 653.
- PAMPIL (G.-P.), voir BAUME (G.).
- PARIS (T.) et PORTER (A.-W.). — Polarisation rotatoire dans les liquides, IV 307.
- PARODI (H.). — Disposition des bagues ou balais dans les dynamos, IV, 495.
- PARF (P.), voir DEELEY.
- PASCAL (P.). — Propriétés magnétiques des métaux alcalins en combinaison, IV, 299.
- PASCAL (P.) et JOUNIAUX (A.). — Densité de quelques métaux à l'état liquide, IV, 406.
- PASCHEN (F.). — Recherches sur l'extrême ultra-violet, IV, 147. — Écran monochromatique pour infrarouge, IV 506.
- PASCHEN (F.) et MEISSNER (K.). — Spectres de l'indium et du gallium, IV, 665.
- PASCHEN (F.), voir RUNGE (C.).
- PAWLOWITSCH. — Détermination des solutions aqueuses saturées, IV, 755.
- PECZALSKI (Th.). — Relation entre les coefficients de dilatation et les coefficients thermodynamiques, IV, 58. — Compressibilité et différences des chaleurs spécifiques des liquides, IV, 135. — Échelle exponentielle des températures, IV, 286 577.
- PEDDIE (W.). — Structure de l'atome, IV, 413.
- PEREIRA de SOUSA voir GENTIL (L.).
- PERKINS (P.-B.). — Détermination des périodes de transformation de l'émanation du thorium et de l'actinium, IV, 647.
- PEROT (A.), voir DESLANDRES (H.).
- PERRIER (A.) et KAMERLINGH-ONNES (H.). — Aimantation des mélanges liquides d'oxygène et d'azote, IV, 574.
- PERRIN (J.). — Compressibilité osmotique des émulsions, IV, 577.
- PERROT (E.-L.), voir BAUME (G.).
- PETERSON (I.). — Origine des sons de combinaison, IV, 668.
- PICCARD (A.), voir WEISS (P.).
- PIUTTI (A.). — Représentation des éléments chimiques, IV, 720.
- PLANCHEREL (M.). — Système mécanique ergodique, IV, 429.
- PLOTNIKOW et ROKOTJAN. — Conductibilité des solutions d'iode dans le brome, IV, 759.
- POCKELS (A.). — Angle de raccordement et extension des liquides sur les solides, IV, 742.
- POCOCK. — Problème des trois corps, IV 308.
- POHL (R.) et PRINGSHEIM (P.). — Effets photo-électriques, IV, 241, 525. — Émission d'électrons par effet photo-électrique, IV 435.
- POHRT (G.). — Constantes diélectriques des vapeurs, IV, 154.
- POLAK et VAN DER GOOT. — Équilibres hétérogènes, IV, 760.
- POLANYI. — Hypothèse des quanta, IV 521.
- POMEY (J.-B.). — Théorie de la constitution des aimants, IV, 126.

- POOLE (H.) — Activité de l'émanation du radium, IV, 586.
- POOLY — Conductibilité et chaleur spécifique du granit et du basalte, IV, 319.
- PORTER (A.-W.) — Formation des images au moyen d'un disque opaque, IV, 646.
- PORTER (A.-W.), voir PARIS (I.).
- PORTEVIN (A.), voir DUPUY (F.-I.).
- POUGNET (J.), SEGOL (E.) et JOSEPH. — Influence des rayons ultra-violet sur la f. e. m. d'un élément Weston, IV, 24.
- PRINGSHEIM (E.) — Théorie élémentaire du rayonnement, IV, 342.
- PRINGSHEIM (P.) voir POHL (R.).
- PRUDHOMME (M.) — Indice de réfraction au point critique, IV, 648, 725.
- QUINCKE (G.) — Portée, déviation et interférence des rayons électriques réfractés, IV, 589.
- RATNER (S.) — Vent électrique, IV, 408.
- RAYLEIGH (Lord.) — Stabilité du mouvement laminaire d'un fluide non visqueux, IV, 307. — Problème de l'écho, IV, 411. — Mouvement des ondes progressives, IV, 500.
- REBOUI (G.) — Action sélective des métaux dans l'effet photo-électrique, IV, 407.
- REICH (M.) — Mesures quantitatives d'énergie dans les antennes de réception, IV, 89.
- REICHE (F.), voir LADENBURG (R.).
- REIS et WALDBAUER. — Flammes contenant des oxydes de l'azote, IV, 810.
- RETSCHINSKY (I.) — Absorption des sels minéraux dans l'ultra-violet, IV, 316.
- RIBAUD (G.) — Absorption de la lumière par la vapeur de brome dans l'ultra violet IV 228.
- RIBAUD (G.), voir WOOD (R.-W.).
- RICHARDS et ROWE. — Méthode pour mesurer les chaleurs spécifiques, IV, 805.
- RICHARDSON (O.-W.) — Émission d'électrons par le tungstène à haute température, IV 336 — théorie des actions photo-électriques et photo-chimiques, IV, 502.
- RICHTER (O.) — Chaleur spécifique de certains alliages, IV, 160.
- RIDDICK PARTINGTON (J.) — Calcul des chaleurs spécifiques, IV, 673.
- RIGHI (A.) — Anode virtuelle dans les tubes à rayons magnétiques, IV, 235.
- RIVETT. — Transformation de la chloranilide acétique en parachloracétanilide, IV, 811.
- ROBIN (F.) — Croissance des grains dans les métaux, IV 27.
- ROGER (E.) voir TAULEIGNE (A.) et DUCRETET (F.)
- ROKOTJAN, voir PLOTNIKOW.
- ROSC-INNES. — Expérience de Michelson-Morley, IV, 310. — Propagation d'une onde plane, IV, 646.
- ROSENTHAL (A.) — Impossibilité d'un système gazeux ergostique, IV, 160. — Théorie des gaz, IV, 657.
- ROSNÉ (R.) — Spectre du néon, IV, 237.
- ROTHÉ (E.) et CLARTÉ (R.) — Ondes hertziennes, IV 495.
- ROUX (J.) — Mesure de sa limite de quelques réactions au moyen de la balance hydrostatique, IV, 641.
- ROVE, voir RICHARDS.
- ROY (L.) — Mouvement longitudinal des fils flexibles, IV, 268. — Mouvement à trois dimensions des milieux visqueux indéfinis, IV, 576.
- RUER (R.) et KIUSUKE KANEKO. — Transformation polymorphique à température constante, IV, 740.
- RUKOP (H.) — Mesures réalisées dans le spectre électro-magnétique de l'eau à l'aide d'oscillations, IV, 147.
- RUKOP (H.) et ZENNECK (J.) — Arc électrique générateur d'oscillations, IV, 731. — Transformation d'un courant de haute fréquence en un courant de fréquence triple, IV, 752.
- RUMELIN (G.), voir BOMPIANI (E.).
- RUNGE (C.) et PASCHEN (r.) — Oxygène dans le soleil, IV, 432.
- RUTHERFORD (E.) — Structure de l'atome, IV, 503.
- RYRAB (S.) — Réflexion totale, IV, 316.
- RYDBERG (J.-R.) — Système des éléments, IV, 730.

- SACHANOW. — Variations anormales de la conductibilité, IV, 517.
- SACFUR. — Sels fondus employés comme dissolvant, IV, 520.
- SAGNAC (G.). — Effet tourbillonnaire optique, IV, 65, 177, 233.
- SALET (P.) et MILLOCHAU. — Spectre de la chromosphère, IV, 573.
- SAVIDGI (H.-G.). — Intégration d'une classe d'équations différentielles du second ordre, IV, 645.
- SCHAEFER (C.). — Dispersion et absorption à deux dimensions, IV, 436.
- SCHAFFERS (V.). — Lois des courants de leur dans les champs cylindriques, IV, 233. — Décharge par leurs dans les champs cylindriques, IV, 354.
- SCHAMES (L.). — Équation d'état, diagramme d'état et hypothèse d'association, IV, 440.
- SCHAPOSCHNIKOW (K.). — Dynamique relative du corps homogène, IV, 329. — Couples pondéromoteurs des ondes lumineuses, IV, 511. — Action pondéromotrice des ondes électromagnétiques, IV, 743.
- SCHAEFFER. — Points quadruples, IV, 808. Système éther-eau ; système hydrogène sulfuré, IV, 808.
- SHELL (C.), voir FUCHTBAUER (C.).
- SCHMIDT. — L'absorption, IV, 596.
- SCHMIDT (F.). — Variations de la constante diélectrique sous l'influence de la température, IV, 734. — Pouvoir actino-diélectrique, IV, 734.
- SCHRODINGER (E.). — Interférence des rayons de Röntgen, IV, 443.
- SCHULZ (H.) voir ZSCHIMMER (E.).
- SCHULZE (A.). — Densités de vapeur de quelques composés liquides du carbone, IV, 346.
- SCHWEIDLER, voir BENNDORF, DORNO, HESS et WULF.
- SCHWERS, voir LINDEMANN.
- SEELIGER (R.). — Couche électrique sur les surfaces métalliques, IV, 441.
- SEGOL (E.), voir POUGET (J.) et JOSEPH.
- SÉLÉNYI (P.). — Ondes lumineuses sphériques inhomogènes, IV, 233. — Effet Faraday, IV, 680.
- SEIGMANN LUI (A.). — Interprétation mécanique de la loi de gravitation, IV, 562, 704.
- SHIBATA (J.) et URBAIN (G.). — Spectrochimie des complexes cobaltiques, IV, 60.
- SIEGBAHN (M.). — Vibrations des membranes téléphoniques, IV, 162.
- SIEMENS (H.-V.). — Mesure des tensions de vapeur et thermométrie aux basses températures, IV, 314.
- SILVEY (O.-V.). — Décharge entre pointes, IV, 339.
- SIMÉON (F.). — Viscosité des solutions de chlorure de sodium, IV, 409.
- SIMPSON (G.-C.). — Électrisation des précipitations, IV, 672.
- SITTER (W. de). — Vitesse de la lumière, IV, 431.
- SIVEKING (H.) voir ENGLER (C.).
- SJÖSTRÖM (M.). — Détermination de la longueur d'onde et du décrement des oscillations hertziennes, IV, 327.
- SKOSSARREWSKI (M.) et GERMANN (F.). — Circulation automatique d'un gaz dans un circuit fermé, IV, 648.
- SMITH (H.). — Décharge électrique en aigrette dans les acides, IV, 718.
- SMITH (O.-F.), voir WRIGHT (J.-R.).
- SMITHS. — Système soufre, IV, 518.
- SMITS. — Théorie de l'allotropie de Smits, IV, 757, 759.
- SNETHLAGE. — Réactions catalytiques, IV, 812.
- SODDY (F.). — Existence de l'uranium Y, IV, 413.
- SORKAU (W.). — Frottement de la turbulence des eaux, IV, 92, 260.
- SPEAS (W.-P.), voir WOOD (R.-W.).
- SPENCER. — Iodate cuivrique, IV, 520.
- SPERANSKI. — Tension de vapeur des solutions saturées, IV, 754.
- SPIES (P.). — Phénomène de Zeemann, IV, 441.
- STACKLING (Ch.). — Séparation du radium D d'avec le plomb dans le plomb actif, IV, 234.
- STALOV. — Vitesse de réaction, IV, 519.
- STARK (H.). — Mesure de faibles décalages, IV, 744.
- STARK (J.). — Champ électrique et raies spectrales, IV, 34, 657. — Discussion sur le système des séries du

- mercure, IV, 79. — Points critiques dans une courbe d'absorption, IV, 166. — Absorption ultra-violette de l'acétone, IV, 166. — Émission des raies de série fixes par les rayons canaux, IV, 244. — Réflexion des rayons canaux, IV, 244. — Électro-nisation et ionisation des rayons canaux, IV, 322. — Raies de série O dans les rayons canaux, IV, 335. — Comparaison des résultats de l'analyse électromagnétique et de l'analyse spectrale des rayons canaux, IV, 349. — Charge positive multiple de l'atome chimique, IV, 350. — Rayons canaux secondaires, IV, 421. — Bandes d'émission dans l'ultra-violet des molécules mono, di et triatomiques de l'oxygène, IV, 512. — Phénomène Stark. Lo Surdo, IV, 745.
- STARK (J.) et WENDT (G.). — Champ électrique et raies spectrales, IV, 657.
- STARK (J.), WENDT (G.) et KIRSCHBAUM. — Raies d'arc et d'étincelle de l'oxygène dans les rayons canaux, IV, 333.
- STARK (J.) et KIRSCHBAUM. — Champ électrique et raies spectrales, IV, 657.
- STARK (J.), WENDT (G.), KIRSCHBAUM et KUNZER (R.). — Spectres de l'aluminium, de l'argon et du mercure dans les rayons canaux, IV, 79.
- STARKE (H.). — Production des rayons γ au moyen des rayons β , IV, 172. — Mesures d'absorption des rayons β , IV, 173, 342.
- STEINWEHR (H. v.), voir JAGER (W.).
- STERN (O.). — Dissociation des gaz, IV, 798.
- SOUTHWELL (R.-V.). — Écrasement des tubes soumis à une pression extérieure, IV, 66.
- STUEBING (W.). — Fluorescence des éléments du 6^e groupe du système périodique, IV, 259.
- STEWART (A.-W.), voir CLARKE (H.-T.).
- STEWART (J.-W.). — Solution d'un problème historique en géométrie, IV, 307.
- STOKLASA (J.). — Influence de la radioactivité sur les microorganismes, IV, 138.
- STRECKER (K.). — Symboles des grandeurs et des unités, IV, 678.
- SWINGEDAUF (M.). — Résonance des harmoniques 3 des alterneurs triphasés, IV, 300, 407. — Résistance des limiteurs de tension à intervalle explosif, IV, 303. — Isolement d'un réseau triphasé à point neutre isolé, IV, 641.
- SWINNE. — Loi de solubilité des gaz de Dolezalek, IV, 758.
- SZARVASSI (A.). — Théorie de l'arc électrique, IV, 319. — Décharge par l'étincelle, IV, 437.
- SZASZ (O.). — Longueur d'onde propre des bobines à une seule couche de spires, IV, 656.
- SZILARD (B.). — Voltmètre statique, IV, 135. — Électromètre pour très faibles courants, IV, 222. — Mesure de potentiels électriques à distance sans fil, IV, 408. — Paratonnerre au radium, IV, 495.
- SZIVESSY (G.). — Théorie du compensateur à pénombre de Babinet-Soleil, IV, 82.
- TÆGE (E.). — Éclateurs à faible distance explosible, IV, 356.
- TAFFANEL. — Combustion des mélanges gazeux, IV, 66.
- TAFFANEL et LE FLOCH. — Combustion des mélanges gazeux, IV, 61.
- TAKAMINE (T.), voir NAGAOKA (H.).
- TAMMANN. — Diagramme de l'état de l'eau, IV, 757. — Surface des volumes et le polymorphisme de l'eau, IV, 757.
- TAMMANN (G.). — Théorie du polymorphisme, IV, 434. — Théorie de l'allotropie de Smits, IV, 597, 808.
- TASSILLY (E.). — Vitesse de formation des composés diazoïques, IV, 231. — Diazotation, IV, 405.
- TASSILLY (E.), voir CANAC (J.).
- TAULEIGNE (A.), DUCRETET (F.) et ROGER (E.). — Enregistrement graphique des radio-télégrammes, IV, 300.
- TAYLOR JONES (E.). — Potentiels dans les bobines d'induction, IV, 643.
- THIEME (B.). — Interrupteur pour courants de haute fréquence, IV, 337.

- THIRRING (H.). — Oscillations réticulaires et chaleur spécifique des solides, IV, 336.
- THIRRING (Hans). — Chaleurs spécifiques des corps polyatomiques, IV, 749.
- THOMAS (G.). — Action hydrodynamique sur deux sphères d'une masse d'air en vibration, IV, 429.
- THOMSON (J.-J.). — Structure de l'atome, IV, 243, 581. — Forces entre atomes et affinité chimique, IV, 713.
- TIMMERMANS (J.). — Propane pur : poids du litre normal, IV, 496.
- TITOW. — Loi d'hydrodiffusion du mélange $KCl + NaCl$, IV, 598.
- TOWNSEND (I.-S.). — Énergie pour ioniser une molécule par collision, IV, 498.
- TRAUBE. — Point critique, IV, 444.
- TRAUTZ (M.). — Chaleurs spécifiques, IV, 440.
- TSAKALOTOS (D.-E.). — Complexité moléculaire au point de fusion, IV, 727.
- TURPAIN (A.). — Microampèremètre enregistreur, IV, 638.
- TYKOCINER (M^{lle} A.), voir BAUMF (G.).
- TYNDAL (A.-M.) et WHITE (G.-W.). — Propriétés des blocs de sélénium, IV, 754.
- TYNDALL (A.-M.) et HUGUES (H.-G.). — Désintégration de la cathode dans un tube à vide, IV, 643.
- UNGERER (A.). — Conductibilité électrique des couches liquides très minces, IV, 176.
- UNOW (N.). — Théorie des quants, IV, 752.
- URBAIN (G.), voir CORNEC (E.).
- URBAIN (G.), voir SHIBATA (J.).
- USPENSKI (N.), voir WULFF (G.).
- VAILLANT (P.). — Capacité de polarisation d'une électrode soumise à une f. e. m. alternative, IV, 231. — Loi de Tate, IV, 572.
- VALCOVICI (V.). — Résistance hydrodynamique d'un obstacle dans un mouvement avec des surfaces de glissement, IV, 230. — Mouvements fluides à tourbillon constant, IV, 302.
- VAN DER GOOT, voir POLAK.
- VARIN (J.) voir MOUREU (Ch.) et MULLER (P.-Th.).
- VAVON (G.). — Vitesse de réaction, IV, 406.
- VERSCHAFFEL (A.). — Micromètre impersonnel à coïncidence, IV, 226.
- VESTGREN. — Loi de Boyle-Gay-Lussac, IV, 517.
- VILLAT (H.). — Validité des solutions des problèmes d'hydrodynamique, IV, 64.
- VIOLETTE (H.). — Astigmatisme d'un système optique non centré, IV, 399.
- VOGEL (H.). — Viscosité de quelques gaz, IV, 670.
- VOGT (K.), voir KÄNIGSBERGER (J.).
- VOIGT (W.). — Phénomène de Zeeman, IV, 142, 662.
- VORLANDER (D.). — Cristaux liquides, IV, 749.
- VORLANDER et HUTH. — Cristaux liquides, IV, 523, 597.
- WACHSMUTH (R.) et WINAVER (B.). — Décharge annulaire sans électrodes, IV, 148.
- WACHTER (F.). — Détermination du quantum élémentaire électrique, IV, 733.
- WAETZMANN (E.). — Production des sons de combinaison dans le circuit microphone-téléphone, IV, 158.
- WAGNER (E.) et KUTSCHEWSKI (J.). — Rayons canaux, IV, 245.
- WAGNER (E.). — Polarisation des rayons de Röntgen, IV, 336.
- WAHL. — Recherches optiques aux pressions élevées, IV, 597, 755. — Étude optique de l'azote, de l'argon et du méthane cristallisé à bas point de fusion, IV, 599. — Étude optique des gaz solidifiés, IV, 600, 808.
- WALDBAUER, voir REIC.
- WALKER (W.-J.). — Relations entre la viscosité, la densité et la température des solutions salines, IV, 415.
- WALLERANT (F.). — Pouvoir rotatoire dans les cristaux biaxes, IV, 299. — Propriétés cristallographiques de la benzine bichlorée, IV, 405. — Polymorphisme du camphre, IV, 492. — Mobilité des molécules dans un cristal solide, IV, 576. — Polymorphisme, IV, 639.

- WALTER (B.). — Rayons cathodiques produits à la pression atmosphérique, IV, 171.
- WALTON et JUDD. — Conservation de l'eau oxygénée, IV, 520.
- WARBURG, LEITHAUSER, HUPKA et MULLER. — Constante c de la loi du rayonnement de Wien-Planck, IV, 321.
- WEDEKIND. — Cinétique des sels amoniaux, IV, 522.
- WEISS (P.). — Champ moléculaire, IV, 232, 298.
- WEISS (P.) et PICCARD (A.). — Aimentation de l'oxyde azotique et le magnéton, IV, 139.
- WEISTEIN (B.). — Mécanique de Minkowski, IV, 657.
- WENDT, voir STARK (J.).
- WENDT (G.), voir STARK (J.) et KIRSCHBAUM (H.).
- WENDT (G.), voir STARK (J.), KIRSCHBAUM (H.) et KUNZER (R.).
- WERNER (A.). — Constitution de la configuration des combinaisons d'ordre élevé, IV, 723.
- WERNER (H.). — Mesures d'étalons de longueur d'onde dans la région du rouge, IV, 663.
- WERTHEIMER (E.). — Courbe de courant dans l'air ionisé par les rayons β et γ , IV, 333. — Relation entre les coefficients de dilatation et de compressibilité de l'eau et la pression et la température, IV, 519.
- WHENTLEY (E.-W.). — Ionisation par chocs, IV, 242.
- WHITE. — Propriétés des blocs de sélénium, IV, 311.
- WHITE, voir BINGHAM, THOMAS et CADWELL.
- WHITE, voir TYNDAL (A.-M.).
- WIEGREFE (A.). — Formules de réflexion de Fresnel, IV, 662.
- WIEN (W.). — Rayons canaux, IV, 507.
- WIEGREFE (A.). — Diffraction des ondes planes, IV, 316.
- WIETZEL (G.). — Pouvoir thermoélectrique des métaux aux basses températures, IV, 590.
- WIGAND (A.). — Extrémité ultra-violet du spectre solaire, IV, 438.
- WIGHTMAN (E.-P.), DAVIS (P.-B.), HOLMES (A.) et JONES (H.-G.). — Conductibilité et viscosité des solutions, IV, 725.
- WILKE (E.) et HANDOVSKY (H.). — Phénomène de Tyndall, IV, 316.
- WILLISCH (E.-M.) et WOODROW (J.-W.). — Ionisation en colonne, IV, 66.
- WILSON (H.-A.). — Distribution des rayons de Röntgen diffusés, IV, 312.
- WILSON (W.). — Hypothèse des quanta, IV, 322.
- WILTON. — Onde la plus rapide en eau profonde, IV, 243. — Ondes liquides profondes, IV, 313.
- WINAVER (B.), voir WACHSMUTH (R.).
- WINTER (W.). — Action des métaux comme redresseurs des courants, IV, 252.
- WOLFF (K.). — Recherches sur l'extrême ultra-violet, IV, 147.
- WOLTJER (H.-R.) et ZEEMAN (P.). — Résolution magnétique des raies spectrales et la température, IV, 167.
- WOOD (R.-W.). — Polarisation de la lumière des spectres de résonance, IV, 67. — Spectre de résonance de l'iode, IV, 68. — Méthode pour obtenir une lumière monochromatique, IV, 644. — Manière de produire une flamme de sodium très intense, IV, 645.
- WOOD (R.-W.) et DUNOYER (L.). — Résonance optique de la vapeur de sodium, IV, 639.
- WOOD (R.-W.), voir DUNOYER (L.).
- WOOD (R.-W.) et HEMSALECH (G.-A.). — Fluorescence des gaz excitée par les rayons ultra-Schumann, IV, 718.
- WOOD (R.-W.) et RIBAUD (G.). — Étude magnéto-optique de la vapeur d'iode, IV, 378.
- WOOD (R.-W.) et SPEAS (W.-P.). — Fluorescence de la vapeur d'iode, IV, 645.
- WOODROW (J.-W.), voir WILLISCH (E.-M.).
- WORLEY. — Dissociation des ions, IV, 500.
- WOURIZEL (E.). — Décomposition de H²S par le rayonnement de l'émanation, IV, 141. — Décomposition du gaz ammoniac, IV, 408.

- WREWSKY. — Composition et tension de vapeur des mélanges liquides binaires, IV, 594.
- WRIGHT (J.-R.) et SMITH (O.-F.). — Teneur en émanation du radium dans l'atmosphère, IV, 741.
- WULF, voir BENNDORF, DORNO HESS et SCHWEIDLER.
- WULF (G.) et USPENSKI (N.). — Interférence des rayons X, IV, 335. — Interférence des rayons de Röntgen, IV, 335.
- ZAHN (H.). — Théorie électronique des effets thermomagnétiques, IV, 340.
- ZEEMAN (P.). — Détermination spectroscopique des poids atomiques, - IV, 166.
- ZEEMAN (P.), voir WOLTJER (H.-R.).
- ZEMENZNY, voir KURNAKOW.
- ZENNECK (J.). — Arc chantant, IV, 592.
- ZENNECK (J.), voir RUKOP (H.).
- ZSCHIMMA (E.) et SCHULZ (H.). — Biréfringence des verres d'optique, IV, 80.
- ZSIGMONDY (R.). — Nouvel ultra-microscope, IV, 168. — Structure des gels, IV, 435.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DU TOME IV DE LA 5^e SÉRIE.

Généralités. — Métrologie. — Mécanique et pesanteur.

GÉNÉRALITÉS. MESURES. — *Lallemand*. La question du litre, IV, 637. — *Strecker*. Symboles des grandeurs et unités, IV, 678.

DENSITÉS. — *Pascal et Jougniaux*. Densité de quelques métaux à l'état liquide, IV, 406. — *Walker*. Relation entre la viscosité, la densité et la température des solutions salines, IV, 415.

MESURE DU TEMPS. — *Moulin*. Influence de la raquette sur le développement concentrique des spiraux, IV, 575 ; Courbes terminales des spiraux, IV, 573 ; Position du centre de gravité des spiraux, IV, 638.

MATHÉMATIQUES GÉNÉRALES. — *Stewart*. Solution nouvelle d'un problème historique en géométrie, IV, 307.

Savidgi. Intégration d'une classe d'équations différentielles de second ordre, IV, 645. — *Rose Junes*. Intégration de l'équation différentielle relative à la propagation d'une onde plane, IV, 646.

MÉCANIQUE GÉNÉRALE. — *Roy*. Mouvement longitudinal des fils flexibles, IV, 268. — *Borel*. Problèmes de probabilité géométrique et hypothèses de discontinuité, IV, 298. — *Pocock*. Action d'une force perturbante dans le problème des trois corps, IV, 308. — *Gray*. Relations canoniques dans la dynamique générale, IV, 309. — *Plancherel*. Impossibilité d'un système mécanique ergodique, IV, 429.

Schaposchnikow. Couples pondéromoteurs des ondes lumineuses et principe de l'action et de la réaction, IV, 511. — *Weinstein*. Mécanique de Minkowski, IV, 657.

RELATIVITÉ. — *Borel*. Cinématique de la théorie de la relativité, IV, 64. — *Nordström*. Théorie de la gravitation au point de vue de la relativité, IV, 150. — *Hasse*. Equations de l'électrodynamique des corps en mouvement et principe de la relativité, IV, 309. — *Schaposchnikow*. Dynamique relative du corps homogène, IV, 329. — *Lave*. Id., IV, 329. — *Mohorovičic*. Interprétation non euclidienne de la théorie de la relativité, IV, 353.

GRAVITATION. — *Nordström*. Théorie de la gravitation, IV, 150 ; Loi de la chute et mouvements planétaires dans la théorie de la relativité, IV, 666. — *Müntz et Goudechon*. Étude des argiles, IV, 226. — *Séligmann-Lui*. Interpréta-

tion mécanique des lois de la gravitation, IV, 562; 704. — *Korn*. Problème des sphères pulsantes et théorie de la gravitation, IV, 572. — *Einstein et Fokker*. Théorie de Nordström, IV, 735. — *Einstein*. Principe de la théorie généralisée de la relativité et de la gravitation, IV, 750. — *Mie*. Théorie de la gravitation, IV, 748. — *Jaumann*. Id., IV, 750.

HYDRODYNAMIQUE. — *Villat*. Validité des solutions des problèmes d'hydrodynamique, IV, 64. — *Sorkau*. Problèmes de turbulence de l'eau, IV, 92, 260. — *Lechner*. Turbulence par le passage de l'eau et du mercure à travers des capillaires recourbés en spirale, IV, 455. — *Valcovici*. Résistance hydrodynamique d'un obstacle dans un mouvement avec des surfaces de glissement, IV, 230; Mouvements fluides à tourbillons constants, IV, 302. — *Gibson*. Mouvement de longues bulles d'air dans un tube vertical, IV, 304. — *Rayleigh*. Stabilité du mouvement laminaire d'un fluide non visqueux, IV, 307. — *Roy*. Mouvement à trois dimensions dans les liquides visqueux, IV, 576.

AÉRODYNAMIQUE. — *Maurain et Moismond*. Mesures comparatives du frottement de l'air sur des surfaces de nature différentes, IV, 230. — *Thomas*. Action hydrodynamique, sur deux sphères, d'une masse d'air en vibration, IV, 429. — *Cranz et Glatzel*. Écoulement de gaz à de hautes pressions, IV, 670. — *Knudsen*. Méthode pour déterminer le poids moléculaire de très petites quantités de gaz et de vapeurs, IV, 800. — *Idrac*. Vol plané, IV, 61. — *Couade*. Parachute d'aviation, IV, 134.

TECHNIQUE DE LABORATOIRE. — *Bahr*. Clapet, IV, 92. — *Bayeux*. Distributeur micrométrique de gaz, IV, 436. — *Verschaffel*. Micromètre dé MM. A. Claude et Driencourt, IV, 226. — *Broca et Florian*. Niveau pratique à bain de mercure amorti, IV, 227. — *Klein*. Pompe à mercure automatique, IV, 293. — *Fredenhagen*. Dispositif pour chauffer les gaz à très haute température, IV, 343. — *Michaud*. Accroissement de la sensibilité de la méthode du miroir, IV, 402. — *Gaede*. Pompe à pistons, IV, 442. — *Caunevel*. Miroirs pour phares et projecteurs, IV, 572. — *Cohen et de Boer*. Études piezochimiques, IV, 598. — *Pamfil*. Pompe automatique à mercure, IV, 653. — *Skossarewski et Germann*. Circulation automatique d'un gaz dans un circuit fermé, IV, 648.

Physique moléculaire.

PROPRIÉTÉS DES SOLIDES. — *Robin*. Croissance des grains dans les métaux, IV, 37. — *Guillet et Bernard*. Variation de résilience des alliages industriels de cuivre, IV, 57. — *Gaudefroy*. Figures de déshydratation de l'oxalate de potassium, IV, 138. — *Gaubert*. Forme de cristaux colorés artificiellement, IV, 234. — *Hanriot et Lahure*. Températures minima de recuit, IV, 304; Ecrouissage ascendant et descendant, IV, 406. — *Wallerant*. Propriétés cristallographiques de la benzine bichlorée, IV, 405; Polymorphisme du camphre, IV, 492; Étude du polymorphisme, IV, 639; Mobilité des molécules dans un cristal solide, IV, 576. — *Tammann*. Théorie du polymorphisme, IV, 434, 808. — *Smits*. Rép., 757; La loi des transformations graduelles d'Ostwald et la théorie de l'allotropie, IV, 759. — *Gaudefroy*. Figures de déshydratation du ferrocyanure de potassium, IV, 496. — *Andrade*. Marques régulières sur la surface des fils tendus de métaux mous, IV, 716. — *Malmborg*. Pouvoir amortisseur de chocs de différents matériaux sous des charges variables, IV, 735. — *Foppl*. Forme fondamentale du réseau du diamant, IV, 731.

ELASTICITÉ DES SOLIDES. — *Southwell*. Ecrasement des tubes soumis à une pression extérieure, IV, 66. — *Fuchs*. Tensions dans une sphère reposant sur un plan, IV, 176. — *Lander*. Problèmes sur les étais et les tirants, IV, 412. — *Blom*. Constantes élastiques et thermiques des éléments solides, IV, 430. — *Korn*. Symboles principaux de la théorie du potentiel et de l'élasticité, IV, 435. — *Bouchet*. Déformation du caoutchouc, IV, 640.

CAPILLARITÉ. — *Fergusson*. Forces agissant sur une sphère solide en contact avec une surface liquide, IV, 72. — *Cloarec*. Altération spontanée des surfaces liquides, IV, 407. — *Labrouste*. Transformation moléculaire des couches minces étendues sur l'eau, IV, 493. — *Hofmann*. Mouillage et adhérence des particules solides à la séparation de deux liquides, IV, 522. — *Lorenz et Liebmann*. Tension superficielle du plomb fondu, IV, 524. — *Vaillant*. Loi de Tate, IV, 572. — *Lohnstein*. Id., IV, 760. — *Marchond*. Tension superficielle et complexité moléculaire du chlore, IV, 647. — *Michl*. Lamelles liquides, IV, 677. — *Pockels*. Angle de raccordement et extension des liquides sur les solides, IV, 742. — *Bennett et Mitchell*. Énergie superficielle totale et constitution chimique, IV, 804.

VISCOSITÉ. — *Siméon*. Viscosité des solutions de chlorure de calcium, IV, 409. — *Kurnakow et Zemenzny*. — Frottement des mélanges binaires, IV, 524. — *Fogel*. Viscosité de quelques gaz, IV, 670. — *Batschinshi*. Frottement interne des liquides, IV, 806.

CRISTAUX LIQUIDES. — *Gaubert*. Cristaux liquides mixtes, IV, 234. — *Kreide*. Indices de réfraction de quelques cristaux liquides, IV, 353. — *Lehmann*. Changement de forme des cristaux liquides, IV, 405; Liquation, IV, 437; Effets de succion dans les cristaux liquides, IV, 575; Brusque variation de forme par suite de transformations polymorphiques, IV, 733. — *Vorlander et Hulth*. Double réfraction des cristaux liquides pleichroïques, IV, 523. — *Vorlander*. Interférence produite par les cristaux liquides pleichroïques en lumière polarisée convergente, IV, 597; Anisotropie optique des cristaux liquides, IV, 749.

MOUVEMENT BROWNIEN. — *Bourrières*. Observation du mouvement brownien, IV, 233.

DIFFUSION. — *Titow*. Hydrodiffusion du mélange chlorure de potassium-chlorure de sodium, IV, 598.

Chaleur et Thermodynamique.

THERMOMÉTRIE. — *Andrade*. Ajustages thermiques, IV, 406. — *Peczalski*. Echelle exponentielle des températures, IV, 286; Echelle différentielle des températures, IV, 577. — *Siemens*. Thermométrie aux basses températures, IV, 314. — *Henning*. Echelle des températures entre 0 et -193° , IV, 510. — *Jäger et Steinwehr*. Thermomètre à résistance de mercure, IV, 669.

DILATATION. — *Peczalski*. Coefficient de dilatation et coefficients thermodynamiques, IV, 58. — *Ariès*. Coefficients de la thermoélasticité, IV, 440. — *Bigourdan*. Coefficient thermométrique des vis micrométriques, IV, 303. — *Hofbarer*. Nouvelle formule pour le calcul de la dilatation de l'eau, IV, 809.

DENSITÉ DES GAZ. — *Germann*. Densité de l'oxygène et de l'air à Genève, IV, 141. 721. — *Schulze*. Densité de vapeur de quelques composés liquides du car-

bone, IV, 346. — *Leduc*. Densité et masse atomique du néon, IV, 497. — *Timmermans*. Poids du litre normal du propane pur, IV, 496.

CHANGEMENTS D'ÉTAT. FUSION. — *Nazini et Bresciani*. La matière à l'état superfondq, IV, 652. — *Tsakalalos*. La complexité moléculaire au point de fusion, IV, 727. — *Wahl*. Recherches optiques aux pressions élevées, IV, 755. — *Tammann*. Diagramme d'état de l'eau, IV, 757.

VAPORISATION. POINT CRITIQUE. — *Gay*. Tension d'expansibilité des liquides anormaux, IV, 65; Rapport entre le covolume et les constantes critiques, IV, 299. — *Grafts*. Comparaison des tensions de vapeur, IV, 232. — *Joly*. Température de sublimation, IV, 308. — *Siemens*. Tension de vapeur, IV, 344. — *Germann*. Courbes de tension de vapeur de l'oxygène, IV, 344. — *Bulle*. Tension de vapeur de l'oxygène et données critiques de l'hydrogène, IV, 344. — *Traube*. Le point critique, IV, 444. — *Wertheimer*. Coefficient de dilatation et compressibilité de la vapeur d'eau, IV, 519. — *Hofbauer*. Calcul de la vapeur d'eau saturante, IV, 521. — *Marcelin*. Évaporation des liquides et solides faiblement surchauffés, IV, 639. — *Prudhomme*. Indice de réfraction et point critique, IV, 648, 725. — *Cardoso et Germann*. Tension de vapeur de l'acide chlorhydrique, IV, 650. — *Langmuir*. Pression de vapeur du tungstène métallique, IV, 675. — *Fuchs*. Constantes de l'équation de Van der Waals, IV, 808. — *Hofbarer*. Calcul de la tension de la vapeur d'eau, IV, 809. — *Von Juptner*. Études sur la vaporisation, IV, 809. — *Centnerszwer*. Vaporisation du phosphore dans l'oxygène et dans d'autres gaz, IV, 810.

CALORIMÉTRIE. — *Lindemann et Schwers*. Mesure des chaleurs spécifiques vraies, IV, 92. — *Peczalski*. Compressibilité et différences des chaleurs spécifiques des liquides, IV, 135. — *Richter*. Anomalies de la chaleur spécifique de certains alliages, IV, 160. — *Eucken*. Conductibilité calorifique, chaleur spécifique et frottement intérieur des gaz, IV, 174. — *Paoli*. Chaleur spécifique du granit et du basalte aux hautes températures, IV, 310. — *Escher*. Chaleur spécifique des gaz diatomiques IV, 313. — *Goldhammer*. Théorie des chaleurs spécifiques, IV, 427. — *Trautz*. Chaleurs spécifiques, IV, 440. — *Duclaux*. Chaleur spécifique des corps composés, IV, 473. — *Riddick Partington*. Rapport des chaleurs spécifiques de l'air et de CO₂, IV, 673. — *Thirring*. Oscillations réticulaires et chaleurs spécifiques des corps polyatomiques, IV, 749. — *Born*. Méthode des vibrations propres dans la théorie des chaleurs spécifiques, IV, 750. — *Bompiani et Rumelin*. Mesures calorimétriques, IV, 753. — *Dickinson, Harper et Osborne*. Chaleur latente de fusion de la glace, IV, 796. — *Richards et Rowe*. Mesure des chaleurs spécifiques et des chaleurs de dilution des liquides, IV, 805.

Baud. — Chaleur de formation des mélanges binaires liquides, IV, 138. — *Moureu et André*. Thermochimie des composés acétyléniques, IV, 138. — *Leenhardt et Boutaric*. Chaleur de fusion des sels hydratés, IV, 407. — *Baud, Ducelliez et Gay*. Étude calorimétrique du système eau-monométhylamine, IV, 494. — *Von Kolossowsky*. Recherches thermochimiques sur les dissolutions, IV, 545. — *Lemoult*. Chaleur de combustion des corps organiques, IV, 653.

THERMODYNAMIQUE. — *Amar*. Effets physiologiques du travail et degré de fatigue, IV, 62; Signes respiratoires de la fatigue, IV, 136. — *Guillaume*. Vitesse de la lumière et principe de Carnot, IV, 231. — *Polanyi*. Conséquences thermodynamiques de l'hypothèse des quanta, IV, 521. — *Boutaric*. Sur l'équation $A - U = T \frac{dA}{dT}$, IV, 650. — *Goldstein*. Validité des relations thermodynamiques relatives aux effets Peltier et Thomson, IV, 665. — *Keesom*. Aimantation des corps ferro-magnétiques en relation avec l'hypothèse de l'énergie au zéro absolu, IV, 737. — *Bouty*. Cycles fermés, IV, 761.

MÉCANIQUE MOLÉCULAIRE. — *Bouty*. Théorie cinétique des gaz parfaits, IV, 5. — *Keesom*. Equation caractéristique d'un gaz monoatomique parfait, IV, 87. — *Baume*. Equation de répartition de Maxwell-Berthoud, IV, 135. — *Rosenthal*. Impossibilité d'un système gazeux ergodique, IV, 160. — *Madelung*. Théorie cinétique de la loi d'Eötös, IV, 255. — *Born et Courant*, Id., IV, 255. — *Thirring*. Id., IV, 336. — *Holm*. Energie de rotation des gaz diatomiques, IV, 323. — *Schames*. Equation d'état et association, IV, 440. — *de Donder*. Interprétation cinématique du théorème de Poynting, IV, 494. — *Von Halban*. Rôle du dissolvant dans la cinétique chimique, IV, 600. — *Wedekind*. Cinétique des sels ammoniacaux, IV, 522. — *Von Halban*. Id., IV, 522. — *Berthoud*. Formule de Maxwell généralisée, IV, 647, 730. — *Rosenthal*. Théorie des gaz, IV, 657. — *Brillouin*. Energie d'agitation et température absolue des solides isotropes, IV, 681. — *Thomson*. Les forces entre atomes et l'affinité chimique, IV, 713. — *Mathews*. Attraction de cohésion et attraction de gravitation des molécules, IV, 726.

Physico-Chimie.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Dienert*. Expérience avec la fluoresceine, IV, 62. — *Gehlhoff*. Expériences de cours sur les gaz nobles, IV, 91. — *Freundlich* et von *Elissasoff*. Valence du radium, IV, 173. — *Margailan*. Neutralisation de l'acide chromique, IV, 226. — *Hahn et Meitner*. Place de l'actinium dans le système périodique, IV, 253. — *Heydweiller*. Constitution de l'atome, IV, 325. — *Peddie*. Id., IV, 413. — *Tassily*. Diazotation de quelques amines, IV, 405. — *Le Bas*. Théorie des volumes moléculaires, IV, 413, 644. — *Tammann*. Théorie du polymorphisme, IV, 434, 597, 757. — *Smits*. Rép., IV, 757. — *Ephraïm*. Nature des valences secondaires, IV, 518. — *Friedrich*. Id., IV, 518. — *Smits*. Le système soufre, IV, 518. — *de Leeuw*. Modifications du soufre, IV, 519. — *Aten*. Id., IV, 523. — *Nernst*. Diagramme d'équilibre des deux modifications du soufre, IV, 594. — *Kruyt*. Transformation du soufre orthorhombique en soufre monoclinique. IV, 804. — *Benoist et Copaux*. Fixation de quelques poids atomiques, IV, 494. — *Bohdan et Szyzkowski*. Recherches calorimétriques sur l'action des sels neutres, IV, 599. — *Bourget, Fabry et Buisson*. Poids atomique des nébuleuses, IV, 573. — *Cohen et de Boer*. Études piézochimiques, IV, 598. — *Nicholson*. Id., IV, 637. — *Dutoit*. Hyposulfites cuproalcalins, IV, 651. — *Mentschutkin*. Index de systèmes binaires, IV, 651. — *Werner*. Configuration des combinaisons d'ordre élevé, IV, 723. — *Berthoud*. La chimie-physique en 1913, IV, 725. — *Piutti*. Mode de représentation des éléments chimiques, IV, 720. — *Rydberg*. Système des éléments, IV, 730.

EQUILIBRE CHIMIQUE. — *Taffanel et Le Floch*. Combustion des mélanges gazeux, IV, 231. — *Taffanel*. Id., IV, 66. — *Ariès*. Lois du déplacement de l'équilibre chimique, IV, 229, 408. — *Tassily*. Vitesse de transformation des composés diazoïques, IV, 231. — *Marcelin*. Vitesses de transformation, IV, 300, 406. — *Henri et Landau*. Application de la spectroscopie à l'étude des équilibres chimiques, IV, 303. — *Demassieux*. Chlorure de plomb et chlorure de potassium en solution aqueuse, IV, 303 ; chlorure de plomb et chlorure de sodium, IV, 495. — *Vavon*. Hydrogénations catalytiques, IV, 406. — *Slatov*. Vitesse de réaction entre l'hyposulfite et le monobromure de sodium, IV, 519. — *Walton et Tudd*. Conservation de l'eau oxygénée, IV, 520. — *Lemoine*. Vitesse de décomposition de l'eau oxygénée, IV, 719. — *Ephraïm*. Tension de combinaison ammoniacométallique, IV, 599. — *Roux*. Étude de la limite de quelques réactions, IV, 641. — *Briner et Kuhn*. Décomposition du carbure de calcium, IV, 726. — *Marcelin*. Mécanique des phénomènes irréversibles à partir de la règle de distribution de

Boltzmann-Gibbs, IV, 726. — *Gutbier*. Catalyse de l'hydratezinc par le noir de platine, IV, 756. — *Stern*. Théorie de la dissociation des gaz, IV, 798. — *Holmberg*. Catalyse par les cations, IV, 803. — *Lutz*. Formes stables et instables, IV, 806. — *Reis et Waldbauer*. Flammes contenant les oxydes de l'azote, IV, 810. — *Millar*. Action retardatrice de petites quantités d'eau dans la décomposition du diazoacétate d'éthyle en solution alcoolique, IV, 811. — *Braune*, id., IV, 811. — *Rivett*. Action des sels neutres sur la transformation de la chloracétanilide en présence de l'acide chlorhydrique, IV, 811. — *Snethlage*. Influence de sels neutres sur certaines réactions catalytiques, IV, 812.

THERMODYNAMIQUE DES MÉLANGES. — *Dolezalek*. Théorie des mélanges binaires et des solutions concentrées, IV, 514. — *Hasselblatt*. Vitesse linéaire de cristallisation des mélanges isomorphes, IV, 514. — *Wrewsky*. Composition et tension de vapeur des mélanges binaires, IV, 594. — *Von Laar*. Tension de vapeur des mélanges binaires, IV, 595. — *Bingham, White, Thomas et Cadwell*. Fluidité et théorie des hydrates, IV, 596. — *Briner et Bournoff*. Réactions chimiques dans les systèmes gazeux fortement comprimés, IV, 649. — *Menschutkin*. Systèmes binaires, IV, 651; Influence des substituants sur l'action du benzène sur le chlorure de benzoyle en présence du trichlorure d'antimoine, IV, 723. — *Briner*. Caractère atomique de la dynamique chimique des systèmes gazeux, IV, 722; Action chimique des décharges électriques, IV, 729. — *Briner et Kahn*. Formation de l'ammoniac, IV, 729. — *Baume*. Courbes de fusibilité de quelques systèmes volatils, IV, 724; Oxyde de méthyle avec HCl, SO² et CH³Cl, IV, 724. — *Baume et Perrot*. Oxyde de méthyle et alcool méthylique avec AzH³, H²S et CO², IV, 724. — *Baume et Germann*. Acétylène, étylène avec oxyde de méthyle, IV, 724. — *Baume et Georgitses*. H²S, éthane et acide propionique avec HCl, IV, 724. — *Baume et Pamfil*. HCl et SO² avec alcool méthylique. Formation des esters, IV, 725. — *Baume et Tykociner*. SO² et eau, IV, 725. — *Baume et Borowski*. HCl et alcool méthylique avec chlorure de méthyle, IV, 725. — *Polak et Van der Goot*. Les équilibres hétérogènes dans le système anhydride sulfureux-halogènes, IV, 760. — *Scheffer*. Système éther-eau, IV, 808; Les points quadruples, IV, 808.

DISSOLUTION. — *Kuessner*. Différences de solubilité aux diverses faces des cristaux, IV, 758. — *Swinne*. Preuve de la loi de solubilité des gaz de Dolezalek, IV, 758. — *Georgievics*. Nature du phénomène de partage d'une substance entre deux dissolvants liquides, IV, 759.

ABSORPTION. — *Claude*. Absorption des gaz par le charbon aux hautes températures, IV, 497. — *Georgievics*. Absorption des solutions aqueuses, IV, 519. — *Holt Edgar et Firth*. Absorption de l'hydrogène par le palladium, IV, 524. — *Mecklemburg*. Parenté des courbes d'absorption, IV, 595. — *Schmidt*. Absorption, IV, 596. — *Lockermann et Lucius*. Absorption de l'arsenic par l'hydrate ferrique, IV, 597. — *Carli*. Absorption de l'hydrate ferrique colloïdal, IV, 814.

TONOMÉTRIE. — *Sackur*. Sels fondus comme dissolvants, IV, 520. — *Pawlowitsch*. Détermination des solutions aqueuses saturées par la méthode d'ébullition, IV, 755. — *Speranski*. Tension de vapeur des solutions concentrées, IV, 754.

CRYSCOPIE. — *Cornec et Urbain*. Application de la cryoscopie à la détermination des sels doubles en solution aqueuse, IV, 576. — *Hænen*. Abaissement du point de congélation des dissolvants qui réagissent, IV, 593.

COLLOIDES. — *Zsigmondy*. Structure des gels, IV, 435; Nouvel ultramicroscope, IV, 468. — *Perrin*. Compressibilité osmotique des émulsions considérées comme des fluides à molécules visibles, IV, 577. — *Costantin*. Id., IV, 577. — *Ilyin*. Preuve de la validité de la loi de Boyle-Mariotte et de Gay-Lussac pour les émulsions.

sions, IV, 595. — *Costantin*. Fluctuations de concentration dans une solution colloïdale, IV, 638. — *Ishizaka*. Précipitation des colloïdes et absorption, IV, 516. — *Westgren*. Extension de la loi de Boyle-Gay-Lussac aux solutions colloïdales, IV, 517. — *Beltz*. Pression osmotique des colloïdes, IV, 595, 597.

ALLIAGES. — *Charpy et Cornu*. Influence du silicium sur la solubilité du carbone dans le fer, IV, 139. — *Dippel*. Relation entre la chaleur spécifique et le point de fusion de certains alliages et leur histoire, IV, 428: entre les propriétés magnétiques et le traitement thermique, IV, 428.

PROPAGATION DE LA CHALEUR. — *Decoinbe*. Chaleur de Joule considérée comme chaleur de Siemens, IV, 116. — *De Donder*. Mouvement de la chaleur dans un corps athermane, IV, 232. — *Eucken*. Conductibilité calorifique des gaz, IV, 174. — *Pooli*. Conductibilité calorifique du granit et du basalte, IV, 310.

Acoustique.

MOUVEMENT VIBRATOIRE EN GÉNÉRAL. — *Jouguet*. Ondes de choc, IV, 57. — *Barthausen*. Démonstration de la propagation des ondes, IV, 91. — *Orlvoy*. Dénombrément des oscillations propres des solides, IV, 159. — *Willton*. Onde la plus rapide en eau profonde, IV, 243, 313. — *Hausrath*. Modèle d'ondes de torsion, IV, 4.6. — *Rayleigh*. Mouvement des ondes progressives, IV, 500.

PROPAGATION DU SON. — *Brillouin*. Propagation du son dans un fluide hétérogène non absorbant, IV, 230. — *Rayleigh*. Écho, IV, 411. — *Kupper*. Influence des rayons de Röntgen, ultra-violet et de Becquerel et du champ électrique alternatif sur la propagation du son, IV, 509.

PRODUCTION DU SON. — *Dongier et Brazier*. Effet sonore au contact d'une pointe métallique et d'un cristal par le passage d'un courant alternatif, IV, 59. — *Waelzmann*. Sons de combinaison dans le circuit du microphone téléphone, IV, 158. — *Le Roy*. Agrandissement et réduction des phonogrammes, IV, 302. — *Foord*. Pression d'air à employer dans les instruments à anche, IV, 497. — *Peter-son*. Origine des sons de combinaison, IV, 668.

Optique.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE. — *Lippmann*. Méthode pour le réglage d'un collimateur, IV, 97, 299. — *Boulouch*. Dioptries sphériques centrés, IV, 137, 229. — *Féry*. Prisme à faces courbes, IV, 261. — *Violette*. Astigmatisme dans un système optique non centré, IV, 399. — *Laue*. Formation des images optiques, IV, 423. — *Jentsch*. Microscope binoculaire, IV, 442. — *Chrétien*. Astrolabe à trois miroirs, IV, 578. *Baillaud*. Astrolabe photographique, 578.

OPTIQUE PHYSIQUE. — *Szivessy*. Compensateur à pénombre Babinet Soleil, IV, 82. — *Akadiew*. Phénomènes de diffraction de Fresnel, IV, 96. — *Wiegref*. Diffraction des ondes planes, IV, 316. — *Nagaoka et Takamine*. Spectres croisés obtenus par combinaisons d'interférences, IV, 411. — *Kersbaum*. Expériences d'interférences dans un gaz très raréfié, IV, 641. — *Forster*. Formation des images au moyen d'un disque opaque, IV, 646.

RÉFLEXION. — *Rybar*. Changement de phase absolu dans la réflexion totale, IV, 316. — *Fessenkopf*. Réflexion de la lumière sur les substances mates, IV, 578. — *Wiegrefe*. Formules de Fresnel, IV, 662. — *Mandelstam*. Rayonnement d'une source lumineuse qui se trouve au voisinage immédiat de la surface de séparation de deux milieux transparents, IV, 738.

RÉFRACTION. — *Julius*. Réfraction de la lumière dans les masses gazeuses tourbillonnaires et sur les taches solaires, IV, 744.

DOUBLE RÉFRACTION. — *Zschimmer* et *Schulz*. Biréfringence des verres d'optique, IV, 80. — *Bergholm*. Biréfringence des couches métalliques obtenues par pulvérisation cathodique, IV, 422.

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Laue*. Symétrie ternaire dans l'interférence des rayons de Röntgen, IV, 84. — *Ewald*. Remarque, IV, 343. — *Laue*. Influence de la température, IV, 430; Interférences des rayons de Röntgen, IV, 433. — *Orstein*. Optique réticulaire, IV, 428. — *Laue*. Réponse, IV, 343, 428. — *De Broglie*. Spectrographie des rayons de Röntgen, IV, 101, 302, 404; Photographie des spectres, IV, 441, 233; Spectres obtenus au moyen de lames de mica, IV, 265; Raies des maxima de diffraction dans les diagrammes d'interférence des rayons de Röntgen, IV, 355; Spectres des rayons de Röntgen émis par les anticathodes de Cu, Fe, Au, IV, 493. — *De Broglie* et *Lindemann*. Observation fluoroscopique des spectres, IV, 302; Procédé pour obtenir très rapidement des spectres de rayons Röntgen, IV, 572. — *Friedel*. Symétries cristallines révélées par la diffraction des rayons de Röntgen, IV, 235, 301. — *Debye*. Interférence des rayons de Röntgen et agitation thermique, IV, 421. — *Laue* et *van der Ling*. Id., IV, 442. — *Friedrich*. Interférence des rayons de Röntgen, IV, 433. — *Wagner*. Id., IV, 441. — *Wulff* et *Uspenki*. Id., IV, 335. — *Hupka*. Id., IV, 335. — *Schrodinger*. Id., IV, 443. — *Wilson*. Distribution des rayons diffusés, IV, 312. — *Bragg*. Figures d'interférence des cristaux hémicédriques, IV, 443; Intensité des rayons X réfléchis par les cristaux, IV, 718. — *Wahl*. Étude optique des gaz solidifiés, IV, 808.

POLARISATION ROTATOIRE. — *Livens*. Pouvoir rotatoire intrinsèque des solutions, IV, 67. — *Wallerant*. Pouvoir rotatoire des cristaux biaxes, IV, 299. — *Paris* et *Porter*. Polarisation rotatoire dans les liquides, IV, 307. — *Livens*. Activité optique intrinsèque des milieux isotropes, IV, 501. — *Minguin* et *Bloc*. Influence des solvants sur l'activité optique des éthers camphoriques, IV, 578. — *Wahl*. Étude optique de l'azote, l'argon et méthane cristallisés, IV, 599, 600; Recherches optiques aux pressions élevées, IV, 597. — *Bleyer* et *Paczuski*. Combinaisons complexes et optiquement actives du glucinium et des sucres, IV, 598. — *Schuposchnikow*. Action pondéromotrice des ondes électromagnétiques, IV, 743.

PROPAGATION DE LA LUMIÈRE. — *Sagnac*. Réalité de l'éther lumineux, IV, 63, 233; Effet tourbillonnaire optique, IV, 177. — *Freundlich*. Constante de vitesse de la lumière, IV, 96. — *Brillouin*. Propagation d'un signal lumineux dans un milieu dispersif, IV, 139. — *Guillaume*. Vitesse de la lumière et principe de Carnot, IV, 231. — *Sélényi*. Ondes lumineuses sphériques inhomogènes, IV, 233. — *Rose-Innes*. Interprétation physique de l'expérience de Michelson-Morley, IV, 310. — *De Sitter*. Vitesse de la lumière et vitesse de la source, IV, 431. — *Harnack*. Théorie du miroir mobile, IV, 511. — *Fabry* et *Buisson*. Vérification expérimentale du principe de Doppler-Fizeau, IV, 640.

Étude des radiations.

RAYONNEMENT EN GÉNÉRAL. — *Benedicks*. Loi de répartition de l'énergie de Planck, IV, 73. — *Maurelo*. Phototropie des systèmes organiques, IV, 301. — *Gerlach*. Critique des mesures de rayonnement, IV, 321. — *Warburg*, *Leithauser*, *Hupka* et *Muller*. Constante C de la loi de Wien-Planck, IV, 321. — *Pringsheim*. Théorie

élémentaire du rayonnement, IV, 342. — *Jeans*. Action mutuelle entre la radiation et les électrons libres, IV, 409. — *Goldhammer*. Rayonnement calorifique des corps allotropes, IV, 427. — *Oseen*. Possibilité de vibrations non amorties, IV, 594. — *Callenda*. Thermodynamique des radiations, IV, 717. — *Kruthow*. Hypothèse des quanta de lumière indépendants, IV, 751. — *Unow*. Un sens possible de la théorie des quanta, IV, 752. — *Kohn*. Nature de l'émission des vapeurs métalliques dans les flammes, IV, 802.

RADIATIONS INFRA-ROUGES. — *Bancelin*. Mesure absolue des coefficients d'absorption, IV, 496. — *Paschen*. Écran monochromatique pour l'infra-rouge, IV, 506. — *Drecq*. Pouvoir émissif dans l'infra-rouge, IV, 573.

RADIATIONS ULTRA-VIOLETTES. — *Gravier*. Développement automatique des clichés, IV, 60. — *Gompel et Henri*. Absorption des rayons ultra-violettes par les alcaloïdes, IV, 234. — *Poignet, Segol et Joseph*. Variation de la force électromotrice d'un élément Weston sous l'action de la lumière ultra-violette, IV, 234. — *Boll et Henri*. Non-influence de l'oxygène sur certaines réactions photochimiques, IV, 298. — *Richardson*. Théorie des actions photochimiques et photoélectriques, IV, 502. — *Boll*. Évolution photochimique des électrolytes, IV, 553. — *Bielecki et Henri*. Absorption des rayons ultra-violettes par les dicétones, IV, 573. *Kowalsky*. Étincelle oscillante comme source de rayons ultra-violettes, IV, 638. — *Bloch*. Spectres d'étincelles, IV, 639. — *Elster et Geitel*. Emploi de cellules photoélectriques pour la photométrie de l'ultra-violet, IV, 678. — *Euler et Cattell*. Destruction de l'acide monochloracétique, IV, 759.

FLUORESCENCE. — *Königsberger*. Luminescence et conductibilité électrique des solides, IV, 95. — *Steubing*. Fluorescence des éléments du 6^e groupe, IV, 259. — *Diestelmeier*. Id., IV, 260. — *Wood et Speas*. Étude photométrique de la fluorescence de la vapeur d'iode, IV, 645. — *Wood et Hemsalech*. Fluorescence des gaz excités par les rayons ultra-schumann, IV, 718.

INDICES DE RÉFRACTION. — *Auwers et Eisenlohr*. Constance des équivalents de réfraction, IV, 525. — *Prudhomme*. Indice de réfraction au point critique, IV, 648, 725. — *Boutaric*. Conséquence de la formule de Lord Rayleigh relative aux milieux troubles, IV, 728.

SPECTROSCOPIE. — *Leiss*. Spectrographe très lumineux, IV, 167. — *Friedenhagen*. Dispositif pour chauffer les gaz et les vapeurs, IV, 343. — *Hamy et Millochau*. Effet des variations de voltage sur l'intensité des radiations d'arc, IV, 575. — *Wood*. Séparation des raies spectrales voisines pour obtenir une lumière monochromatique, IV, 644: Manière de produire une flamme de sodium très intense, IV, 645.

Deslandres et d'Azambuja. Structure des spectres de bandes, IV, 63. — *Fortrat*. Id., IV, 226. — *Child*. Lignes spectrales des molécules non chargées, IV, 71. — *Wolff*. Extrême ultra-violet, IV, 147. — *Wigand*. Id., IV, 438. — *Paschen*. Id., IV, 147. — *Ludevig*. Passage du spectre de l'arc au spectre d'étincelles, IV, 156, 592. — *La Rosa*. Id., IV, 249. — *Millochau*. Décharges dans les tubes de Geissler, IV, 206. — *Lawson*. Id., IV, 237. — *Conway*. Hypothèse électro-magnétique sur l'origine des séries spectrales, IV, 238. — *Moseley*. Spectres de haute fréquence des éléments, IV, 239, 585. — *Stark*. Émission par les rayons canaux, IV, 244; Bandes d'émission dans l'ultra-violet des molécules mono-, di- et tri-atomiques, VI, 512. — *Borisson*. Répartition de l'énergie, IV, 326. — *Nagaoka et Takamine*. Mesures de différences de longueur d'onde, IV, 411. — *Kanem*. Distribution de l'énergie dans les spectres des gaz, IV, 502. — *Nicholson*. Spectre de fréquence élevée des élé-

ments, IV, 583. — *Bloch*. Spectres d'étincelles dans l'ultra-violet extrême, IV, 496, 622. — *Smith*. Étude spectroscopique de la décharge en aigrette dans les solutions, IV, 718. — *Freundlich*. Déplacement des lignes du Soleil vers l'extrémité rouge d'après les hypothèses de Einstein et Nordström, IV, 739.

Shibita et Urbain. Spectrochimie des complexes cobaltiques, IV, 60. — *Stark, Vendt, Kirdhbaum et Kunzer*. Raies mono et polyvalentes de l'aluminium, de l'argon, du mercure dans les rayons canaux, IV, 79. — *Stark*. Raies du mercure, IV, 79. — *Zeeman*. Lithium, IV, 166. — *De Gramont*. Spectres de bandes de l'aluminium, IV, 232. — *Rosni*. Séries dans le spectre du néon, IV, 237. — *Stark, Vendt et Kirschbaum*. Raies d'arc et d'étincelle de l'oxygène dans les rayons canaux, IV, 333. — *Stark*. Id., IV, 335. — *Bloch*. Spectres d'étincelles de Ni et Co, IV, 496, 622. — *Kowalski*. Spectres du Hg, Cd et Zn, IV, 496. — *Paschen et Meissner*. Séries de spectres de l'indium et du gallium, IV, 665.

SPECTRES DE RÉSONANCE. — *Wood*. Polarisation de la lumière des spectres de résonance, IV, 67; Spectre de résonance de l'iode, IV, 68. — *Dunoyer*. Résonance de la vapeur de sodium, IV, 17; Expérience de résonance optique sur un gaz à une dimension, IV, 229. — *Malinowski*. Rayonnement de résonance de la vapeur de mercure, IV, 258. — *Wood et Dunoyer*. Photométrie de la résonance superficielle de la vapeur de Na sous l'excitation de la raie D. IV, 574, 639. — *Wood et Speas*. Étude photométrique de la fluorescence de la vapeur d'iode, IV, 645. — *Wood et Hemsalech*. Fluorescence des gaz excités par les rayons ultra-schumann, IV, 718.

SPECTRES D'ABSORPTION. — *Ladenburg et Reiche*. Absorption sélective, IV, 75. — *Schmidt*. Emission et absorption du gaz carbonique chauffé, IV, 74. — *Burger et Kænigsberger*. Bandes d'absorption des vapeurs, IV, 88. — *Livens*. Variabilité des spectres d'absorption, IV, 163, 432. — *Stark*. Points critiques dans une courbe d'absorption, IV, 166. — *Clarke et Stewart*. Absorption ultra-violette de l'acétone, IV, 166. — *Stark*. Id., IV, 166. — *Ribaud*. Absorption par la vapeur de brome, IV, 228. — *De Malinowski*. Absorption par résonance de la vapeur de mercure, IV, 277. — *Retschinsky*. Absorption des sels minéraux, IV, 316. — *Friedenhagen*. Influence des gaz neutres sur l'absorption de la vapeur de sodium, IV, 343. — *Fuchtbauer et Hoffmann*. Répartition vraie de l'intensité des raies d'absorption, IV, 422, 440. — *Fuchtbauer et Schell*. Id., IV, 439. — *Kænigsberger et Vogt*. Type de spectre d'absorption, IV, 431. — *Tassily*. Étude de la diazotation par la méthode spectroscopique, IV, 405. — *Jones et Guy*. Spectres d'absorption des solutions, IV, 513. — *Jaeschke et Meyer*. Spectre d'absorption des sels de manganèse, IV, 520. — *Gouy*. Pouvoir absorbant de l'arc pour ses propres radiations, IV, 573. — *Bielecki et Henri*. Calcul du spectre d'absorption d'un corps d'après sa constitution chimique, IV, 575. — *Bloch*. Spectre d'absorption de l'oxygène dans l'ultra-violet, IV, 576. — *Hantzsch*. Absorption de solutions salines colorées, IV, 758.

LONGUEURS D'ONDE. — *Werner*. Étalons de longueur d'onde dans la région rouge, IV, 663. — *Ignatieff*. Mesure interférométrique de longueurs d'onde dans l'infra-rouge, IV, 668.

DIFFUSION. — *Wilke et Handovsky*. Phénomène de Tyndall, IV, 316. — *Schaeffer*. Problème de dispersion et d'absorption à deux dimensions, IV, 436. — *Brillouin*. Diffusion de la lumière avec un corps transparent homogène, IV, 638.

Électricité.

DIÉLECTRIQUES. — *Pohrt*. Constantes diélectriques des vapeurs, IV, 154. — *Campbell*. Résistance des mélanges de xylol et d'alcool, IV, 243. — *Kroo*. Théorie électronique et statistique de la diélectricité et du magnétisme, IV, 324. — *Gutton*. Pouvoir inducteur spécifique des liquides, IV, 493. — *Quincke*. Forte déviation et interférence des rayons électriques réfractés, IV, 589. — *Gouré de Villemontée*. Propagation de l'électricité dans l'huile de paraffine, IV, 639. — *Schmidt*. Variation de la constante diélectrique sous l'influence de la température, IV, 734; Pouvoir actino-diélectrique, IV, 734.

CONDUCTIBILITÉ. — *White*. Propriétés des blocs de sélénium, IV, 311. — *Tyndal* et *White*. Id., IV, 754.

THERMO-ÉLECTRICITÉ. — *Dupuy* et *Portevin*. Alliages fer-carbone, IV, 136. — *Moreau*. Couples à flammes, IV, 140, 229, 304. — *Cobenz*. Piles thermo-électriques au bismuth, IV, 175. — *Cermak*. Effet Peltier à haute température, IV, 441. — *Dönnemecker*. Doubles points neutres et forces électromotrices de quelques couples entre -200° et 1.000° C., IV, 326. — *Wietzel*. Pouvoir thermo-électrique des métaux aux basses températures, IV, 590. — *Gottstein*. Validité des relations thermodynamiques relatives aux effets Peltier et Thomson, IV, 665. — *Johansen*. Chaînes thermiques sensibles, IV, 675.

CONDUCTIBILITÉ DES LIQUIDES. — ÉLECTROLYSE. — *Girousse*. Électrolyse du plomb et du fer dans le sol, IV, 64. — *Bohdan de Szysszkowski*. Rôle de la molécule neutre dans les électrolytes, IV, 134. — *Ungerer*. Conductibilité électrique des couches liquides très minces, IV, 176. — *Canac* et *Tassily*. Nickelage de l'aluminium, IV, 300. — *Worley*. Déclin de l'hypothèse de la dissociation en ions, IV, 530. — *Sachanov*. Variations anormales de la conductibilité, IV, 517. — *Spencer*. Iodate cuivrique, IV, 520. — *Archibald*. Conductivité des solutions d'alcool dans HCl et HBr liquides, IV, 651. — *Wightman, Davis, Holmes* et *Jones*. Conductibilités et viscosités des solutions de KI et NaI dans les mélanges d'alcool méthylique et d'eau, IV, 725. — *Plotnikow* et *Rokotjan*. Conductibilité des solutions d'iode dans le brome, IV, 759. — *Carvallo*. Conductibilité de l'anhydride sulfureux liquide, IV, 387. — *Bruner* et *Galecki*. Electrochimie des halogènes dissous dans la nitrobenzine, IV, 804. — *Bruner* et *Becker*. Conductibilité électrique et électrolyse de Br, BrJ, ICl et ICl³ dissous dans l'acide sulfureux liquide, IV, 805. — *Bruner* et *Lahbill*. Facteur des oscillations de conductibilité électrique des solutions de Br dans la nitrobenzine, IV, 805.

POLARISATION. — *Giraud*. Réactions dépendant de courants de réponse, IV, 59. — *Vaillant*. Capacité de polarisation d'une électrode soumise à une force électromotrice alternative, IV, 231. — *Winter*. Redresseurs de courant, IV, 252. — *Borélius*. Méthode électrostatique de détermination du potentiel d'un électrolyte, IV, 318. — *Coehn* et *Moser*. Électrisation des gaz au contact des liquides, IV, 663. — *Cratbrée*. Nature de la surtension, IV, 727.

Kandikow. Phénomènes électrocapillaires à la surface de séparation de liquides non miscibles, IV, 594.

Magnétisme. — Electromagnétisme.

FERROMAGNÉTISME. — *Gans*. Force coercitive du nickel en fonction de la température, IV, 95, 249. — *Pomey*. Constitution des aimants, IV, 126. — *Weiss*. Champ moléculaire et action magnétisante, IV, 232, 298. — *Arkadiew*. Théorie des champs électro-magnétiques, IV, 347. — *Fassbender et Hupka*. Courbes d'aimantation, IV, 425. — *Holm*. Théorie électronique du magnétisme, IV, 734. — *Ruer et Kiosuke-Kaneko*. Transformation polymorphique à température constante reliée à un grand dégagement de chaleur et à une variation des propriétés magnétiques, IV, 740. — *Keesom*. Aimantation des corps ferro-magnétiques en relation avec l'hypothèse de l'énergie au zéro absolu, IV, 737.

CORPS PEU MAGNÉTIQUES. — *Oosterhuis*. Ecart avec la loi de Curie, IV, 92. — *Weiss et Piccard*. Aimantation de l'oxyde azotique et magnéton, IV, 139. — *De Haas et Drapier*. Recherches magnéto-chimiques, IV, 157. — *Foer*. Champs moléculaires dans les cristaux et l'énergie au zéro absolu, IV, 231. — *Pascal*. Propriétés magnétiques des métaux alcalins, IV, 299. — *Dupuy*. Susceptibilité magnétique de quelques alliages, IV, 496. — *Perrier et Kamerlingh Ormes*. Aimantation des mélanges liquides d'O et d'Az, IV, 574.

ELECTRO-MAGNÉTISME. — *H. du Bois*. Théorie des armatures polaires, IV, 246. — Electro-aimants circulaires, IV, 249. — *Deslandres et Pérol*. Réalisation de champs magnétiques élevés, IV, 303; Projet d'un électro-aimant susceptible de donner 100.000 gauss, IV, 494. — *Bateman*. Classification de champs électromagnétiques, IV, 308. — *Gray*. Électricité et magnétisme, IV, 499.

ELECTRODYNAMIQUE. INDUCTION. — *Kern*. Induction dans les cylindres oscillants, IV, 85. — *Ishiwara*. Electrodynamique des corps pondérables en mouvement, IV, 250. — *Barnett*. Champ de deux éléments tournants, IV, 306. — *Hasse*. Equation de l'électro-dynamique des corps en mouvement, IV, 309. — *Fehrle*. Rôle du diélectrique dans l'induction unipolaire, IV, 347. — *Taylor Jones*. Potentiels dans les bobines d'induction, IV, 643. — *Rukop et Zenneck*. Transformation d'un courant de haute fréquence en un courant de fréquence triple, IV, 752.

Mesures.

MESURES ÉLECTRIQUES. — *Szilard*. Voltmètre statique, IV, 135; Electromètre à lectures directes, IV, 222. — *Guyau*. Oscillographie interférentielle, IV, 195. — *Hoffmann*. Electromètre de haute sensibilité, IV, 318. — *Hertwig*. Emploi du pont de Wheatstone en haute fréquence, IV, 328. — *Szilard*. Mesure des potentiels électriques à distance sans fil, IV, 408. — *Dufour*. Oscillographe cathodique, IV, 638. — *Turpain*. Microampèremètre enregistreur, IV, 638. — *Stark*. Mesure de faibles décharges, IV, 744.

Electrotechnique. — Applications.

ELECTROTECHNIQUE. — *Girousse*. Electrolyse du plomb et du fer dans le sol, IV, 64. — *Swyngedauw*. Résonance des harmoniques des alternateurs triphasés, IV, 300, 407; Résistance des limiteurs de tension, IV, 303; Contrôle de l'isolement d'un réseau triphasé, IV, 644. — *Thieme*. Interrupteurs pour courants de haute fré-

quence, IV, 337. — *Blondel*. Montage des transformateurs triphasés, IV, 406. — *Neesen*. Station centrale d'essais de Neu-Babelsberg, IV, 442. — *Blondel*. Harmoniques supérieurs dans les transports d'énergie, IV, 492. — *Parodi*. Disposition de bagues ou de balais pouvant remplacer le collecteur, IV, 495. — *Leauté*. Propagation des surtensions, IV, 577; Fonctionnement de lignes électriques formées de deux tronçons différents, IV, 638.

ARC AU MERCURE. — *Billon-Daguerre*, *Ménard* et *Fontaine*. Lampe à mercure immergée, IV, 140. — *Darmois* et *Leblanc*. Possibilité d'un arc alternatif dans la vapeur de mercure, IV, 304, 405. — *Burstyn*. Fonctionnement des arcs à mercure, IV, 425.

TÉLÉPHONIE. — *Malmer*. Action du rayonnement sur le téléphone, IV, 158. — *Lichte*. Intensité du son de l'arc chantant, IV, 161. — *Siegbahn*. Vibrations des membranes téléphoniques, IV, 162. — *Korn*. Transmission de vues cinématographiques, IV, 437. — *Guyau*. Le récepteur téléphonique, IV, 480.

Électro-optique.

PHÉNOMÈNE DE HALL. — *Fenninger*. Effet Hall dans le mercure, IV, 410. — *Adams*. Effets électromagnétiques en relation avec le phénomène de Hall, IV, 414. — *Leduc*. Phénomènes galvanométriques et thermomagnétiques spécialement dans le bismuth, IV, 700.

PHÉNOMÈNES ÉLECTRO ET MAGNÉTO-OPTIQUES. — *Moureu*, *Muller* et *Varin*. Réfraction et rotation magnétique des composés à fonction acétylénique, IV, 63. — *Corbino*. Recherches magnéto-optiques, IV, 89. — *Wood* et *Ribaud*. Etude magnéto-optique de la vapeur d'iode, IV, 378. — *Cotton*, *Mouton* et *Drapier*. Propriétés optiques d'une liqueur soumise à la fois à un champ électrique et au champ magnétique, IV, 228. — *Righi*. Anode virtuelle dans les tubes à rayons magnétiques, IV, 235. — *Sélényi*. Théorie élémentaire de l'effet Faraday, IV, 680. — *Garbasso*. Considérations théoriques sur le phénomène de Stark, IV, 745. — *Stark*. Id., IV, 745. — *Stark*. Action d'un champ magnétique sur les raies spectrales, IV, 34; Action du champ électrique sur les raies spectrales, IV, 657. — *Stark* et *Wendt*. Effet longitudinal, IV, 657. — *Stark* et *Kirchaum*. Relation avec l'intensité du champ, IV, 637; Relation avec la nature des raies, IV, 657. — *Fortrat*. Phénomène de Zeeman anormal sur le doublet λ 2853 du sodium, IV, 61; Simplification et régularisation des raies dans le champ magnétique, IV, 404. — *Deslandres* et *d'Azambuja*. Action du champ magnétique sur le spectre de bandes ultra-violet de la vapeur d'eau, IV, 137; Bandes de l'azote, IV, 301. — *Deslandres* et *Burton*. Bandes du gaz d'éclairage, IV, 230. — *Voigt*. Théorie du phénomène de Zeeman; effets anormaux dans les raies du type D; raies spectrales accompagnées de satellites, IV, 142. — *Woltjer* et *Leeman*. Résolution magnétique des raies spectrales et température, IV, 167. — *Nagaoka* et *Takamine*. Effet Zeeman anormal dans les satellites des raies du mercure, IV, 413. — *Spies*. Mouvement des électrons dans le phénomène de Zeeman, IV, 441. — *Croze*. Particularités dans les spectres de O et de H, IV, 228. — *Erochin*. Effet Zeeman de la raie H α dans les champs faibles, IV, 315. — *Hansen*. Phénomènes qui accompagnent l'effet Zeeman, IV, 504; Effet Zeeman sur les raies du lithium, IV, 506. — *Bohr*. Effet des champs électriques et magnétiques, sur l'effet Zeeman, IV, 586. — *Voigt*. Effet Zeeman dans les séries de raies multiples, IV, 662. — *Lo Surdo*. Analogie électrique du phénomène de Zeeman,

IV, 744. — *Herzfeldt*. L'effet Zeeman dans les théories des spectres basées sur la théorie des quanta, IV, 745.

THÉORIES EN OPTIQUE. ÉLECTRONS. — *Keesom*. Les électrons libres dans les métaux, IV, 87. — *Herzfeldt*. Id., IV, 436. — *Thomson*. Structure de l'atome, IV, 243. — *Baly*. Équivalent photochimique, IV, 259. — *Byk*. Théorie des forces atomiques et chimiques, IV, 324. — *Millikan*. Charge élémentaire d'électricité et constante d'Avogadro, IV, 337. — *Zahn*. Théorie électronique des effets thermomagnétiques, IV, 340. — *Stark*. Charge positive de l'atome multiple, IV, 350. — *Korn*. Electron considéré comme force pulsante, IV, 435. — *Schaeffer*. Masse d'inertie des électrons, IV, 436. — *Kilching*. Théorie et calcul des électrons, IV, 443. — *Rutherford*. Structure de l'atome, IV, 503. — *Decombe*. Chaleur de Joule considérée comme chaleur de Siemens, IV, 572. — *Ehrenhaft*. Quantités minima d'électricité et existence de quantités plus petites que la charge d'un électron, IV, 574. — *Thomson*. Structure de l'atome, IV, 581. — *Fokker*. Énergie moyenne d'un doublet électrique ayant un mouvement de rotation dans un champ de rayonnement, IV, 656. — *Wüchler*. Détermination du quantum élémentaire par voie thermo-mécanique, IV, 733. — *Gehrke*. Modèle pour expliquer l'émission de lumière, IV, 748.

Décharges électriques.

OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES. — *Lindmann*. Absorption des oscillations électriques dans le fer, IV, 72. — *Rukop*. Spectre électromagnétique de l'eau, IV, 147. — *Colley*. Id., IV, 511. — *Kalähne*. Systèmes oscillants couplés à une onde unique. IV, 313. — *Sjöström*. Influence des parois de la salle dans la détermination de longueurs d'onde, IV, 327. — *Jansz*. Oscillations de deux systèmes couplés, IV, 345. — *Taege*. Influence du gaz et de la nature des électrodes dans les éclateurs, IV, 356. — *Horve*. Effet de l'ionisation de l'air dans les oscillations électriques, IV, 412. — *Oseen*. Oscillations d'un anneau mince, IV, 426. — *Leimbach*. Diminution de l'amortissement dans l'oscillateur de Hertz et l'antenne de Marconi, IV, 427. — *Esmarch*. Passage des ondes électromagnétiques dans les milieux dispersifs, IV, 429. — *Kobayashi-Iwao*. Influence de l'amortissement sur la diffraction des ondes, IV, 507. — *Zenneck*. Période d'établissement des oscillations dans l'arc chantant, IV, 592. — *Rukop* et *Zenneck*. Arc électrique générateur d'oscillations en courant alternatif, IV, 731. — *Quincke*. Forte deviation et interference des rayons électriques réfractes, IV, 589. — *Lenz*. Longueur d'onde propre des bobines à une couche de spires. IV, 634. — *Szaz*. Id., IV, 656.

RADIOTÉLÉGRAPHIE. — *Reich*. Mesure quantitative d'énergie dans les antennes de réception, IV, 89. — *Tauleigne*, *Ducrelet* et *Roger*. Enregistrement graphique des radiotélégrammes, IV, 300. — *Barton*. Ionisation et télégraphie sans fil, IV, 312. — *Dosne*. Enregistrement de radiotélégrammes au moyen du télégraphe de Poulsen, IV, 406. — *Lutze*. Extension des ondes de la T. S. F. le long de la surface de la terre. IV, 438. — *Rothé* et *Clarté*. Influence de l'état de l'atmosphère sur la propagation et la réception des ondes hertziennes, IV, 493. — *Charron*. Amplification et enregistrement des signaux, IV, 578.

DÉCHARGES DANS L'AIR A LA PRESSION NORMALE. — *Szarvassi*. Arc électrique et décharges par étincelles, IV, 319, 437. — *Silvey*. Décharges entre pointes dans des champs magnétiques et électriques, IV, 339. — *Schaffers*. Décharges par leurs dans les champs cylindriques sous la pression atmosphérique, IV, 354. — *Merkel*.

Décharge en courant alternatif de faible intensité entre électrodes métalliques, IV, 653.

DÉCHARGES DANS LES GAZ RARÉFIÉS. — *Horton*. Décharge à bas potentiel dans les tubes à vide élevés, IV, 70. — *Fischer*. Hystérésis dans les tubes de Geissler, IV, 88. — *Wachsmuth* et *Winaver*. Décharge annulaire sans électrodes, IV, 148. — *Millockau*. Décharges électriques dans les tubes à vide, IV, 206. — *Schaffers*. Loi des courants de lueurs dans les champs cylindriques, IV, 233. — *Neubert*. Cannelures de la colonne primitive de l'effluve dans l'hydrogène, IV, 318. — *Lawson*. Gaz occlus dans les tubes de Geissler, IV, 340. — *Claude*. Influence du diamètre sur la différence de potentiel aux bornes des tubes à néon, IV, 407; Rendement, IV, 495. — *Hodgson*. Échauffement de l'anode dans les tubes à vide, IV, 411. — *Seeltiger*. Double couche électrique sur les surfaces métalliques dans le vide, IV, 441. — *Kowalski*. Phénomène lumineux explosif de l'azote raréfié, IV, 493. — *Child*. Ionisation dans la décharge sans stries, IV, 497. — *Tyndall* et *Hugues*. Désintégration de la cathode, IV, 643. — *Baulé*. Étude théorique des phénomènes se passant dans les gaz dilués, IV, 732.

RAYONS CATHODIQUES. — *Waller*. Production de rayons cathodiques à la pression atmosphériques, IV, 171. — *Geshoser*. Id., IV, 171, 337.

RAYONS CANAUX. — *Wagner* et *Kulchewski*. Rayons canaux, IV, 245. — *Stark*. Id., 244; Ionisation des rayons canaux, IV, 332, 349, 421. — *Baerwald*. Rayonnement secondaire produit par les rayons canaux, IV, 413. — *Wien*. Echange d'énergie cinétique quand un gaz est rendu lumineux par les rayons canaux, IV, 307.

RAYONS DE RÖNTGEN. — *Ménard*. Moyen d'éviter les brûlures des rayons de Röntgen, IV, 138. — *Wagner*. Polarisation, IV, 336. — *Keene*. Passage à travers les métaux, IV, 337. — *Knipping*. Id., IV, 335. — *Orstein*. Interférence, IV, 349. — *Laue*. Rayons secondaires, IV, 354. — *Benoist* et *Copaux*. Lois de la transparence de la matière aux rayons X, IV, 408; Application à la fixation de quelques poids atomiques, IV, 494; Complexes minéraux, IV, 545. — *Dember*. Production de rayons mous, IV, 439. — *Darwin*. Théorie de la réflexion des rayons X, IV, 498. — *De Broglie*. Spectroscopie des rayons secondaires, IV, 640. — *Laub*. Passage des rayons X à travers les corps, IV, 749. — *Barkla*. Rayonnement caractéristique de Röntgen, IV, 750. — *Kern*. Répartition de l'intensité dans les photographies des interférences, IV, 750. — *Collardeduc*. Méthode de localisation des corps étrangers, IV, 787.

(Pour l'étude des cristaux, voir *Optique cristalline*, p. 835.)

Radioactivité.

Gray. Rayons α et β , IV, 67. — *Ehrenfest*. Fluctuation de concentration des substances radioactives, IV, 88. — *Starke*. Production des rayons γ au moyen des rayons β , IV, 172; Mesures d'absorption des rayons β , IV, 173, 342. — *Stackling*. Prétendue séparation du radium D d'avec le plomb actif, IV, 234. — *Flamm*. Rayonnement α , IV, 338; mesures, IV, 437. — *Florance*. Radiation γ secondaire, IV, 413. — *Missowsky* et *Nestieych*. Numération des particules α , IV, 420. — *Geiger*. Dénombrement des particules α et β , IV, 437. — *Hess*. Origine de la radiation pénétrante, IV, 86; Mesures par la méthode des rayons γ , IV, 437. — *Meitner* et *Hahn*. Distribution des rayons γ entre les produits de la série du thorium,

IV, 169. — *Gray*. Dispersion et absorption des rayons γ du radium, IV, 579. — *Campbell*. Vitesse des rayons α , IV, 579. — *Lockhart Fletcher*. Détermination du radium dans les substances actives, IV, 581. — *Poole*. Activité de l'émanation du radium, IV, 586. — *Blanc*. Rayonnement accompagnant l'oxydation du phosphore, IV, 640. — *Darwin*. Choc des particules α contre des atomes légers, IV, 643.

Plek. Désintégration de l'uranium, IV, 67. — *Beer et Fajans*. Place de la bifurcation dans la série du thorium, IV, 168. — *Fajans*. Id., IV, 169. — *Fajans et Gohring*. Uranium, X₂, IV, 170. — *Antonoff*. Uranium Y, IV, 243. — *Soddy*. Id., IV, 413. — *Hahn et Meitner*. Complexité du radioactinium, IV, 233; Uranium, X, IV, 254. — *Perkins*. Période de transformation de l'émanation du thorium et de l'actinium, IV, 647.

Stoklasa. Influence de la radioactivité sur les microorganismes fixateurs d'azote, IV, 138. — *Mac Lennan et Keys*. Conductibilité électrique prise par l'air liquide sous l'influence des rayons α , IV, 236. — *Wouretzel*. Décomposition du gaz ammoniac sous l'action de l'émanation, IV, 408.

Benndorf, Dorno, Hess, Schweidler et Wulf. Mesures simultanées des radiations très pénétrantes existant dans l'atmosphère, IV, 438. — *Kolthörster*. Mesures de radiations pénétrantes en ballon libre, IV, 439. — *King*. Gradient de la radiation pénétrante provenant de la terre, IV, 380. — *Bergwitz*. Perturbations de l'appareil de Wulf, IV, 674. — *Dorno*. Id., IV, 671. — *Kolthorster*. Nouvelle forme de l'appareil de Wulf, IV, 673. — *Kahler*. Teneur en émanation de l'air du sol à Postdam, IV, 741. — *Wright et Smith*. Variation de la teneur en émanation du radium dans l'atmosphère, IV, 741.

Ionisation.

GÉNÉRALITÉS. — *Willisch et Woodrow*. Ionisation en colonne, IV, 66. — *Jaffé*. Id., IV, 84. — *Campbell*. Cas spécial de conduction gazeuse, IV, 71. — *Engler et Siveking*. Fontactoscope, IV, 87. — *Kummel*. Enregistrement de la conductibilité de l'air, IV, 90. — *Davis*. Ionisation par choc, IV, 161. *Whentley*. — Ionisation par collision avec des forces électriques faibles, IV, 242. — *Lehnhardt*. Absorption des ions par des gouttes qui tombent, IV, 245. — *Ratner*. Vent électrique, IV, 408. — *Mac-Taggart*. Électrisation des surfaces liquides-gaz, IV, 416. — *Franck et Hertz*. Ionisation par choc et affinité des électrons, IV, 436. — *Child*. Ionisation dans la décharge sans stries, IV, 497. — *Townsend*. Énergie nécessaire pour ioniser une molécule par collision, IV, 498. — *Jaffé*. Influence de la diffusion sur la conductibilité des gaz ionisés dans un condensateur plan, IV, 507. — *Lind*. Preuve expérimentale de la validité de la loi de Faraday pour les réactions des gaz, IV, 809.

Wilson. Décharge électrique des corps chauds, IV, 322. — *Richardson*. Émission d'électrons par le tungstène à haute température, IV, 336.

Wouretzel. Décomposition de H₂S par le rayonnement de l'émanation, IV, 141. — *Ogden*. Recombinaison des ions dus aux rayons α , IV, 306. — *Eve*. Nombre d'ions produits par la radiation γ du radium, IV, 313. — *Wertheimer*. Courbe du courant dans l'air ionisé par les rayons β et γ , IV, 333. — *Moore*. Ionisation produite par les rayons X, IV, 410. — *Kleeman*. Recombinaison des ions produits par les rayons α , IV, 644.

PHOTO-ÉLECTRICITÉ. — *Dima*. Effet photoélectrique des composés métalliques, IV, 60. — *Pohl et Pringsheim*. Longueur d'onde limite de l'effet normal photoélectrique, IV, 241. — *Hughes*. Id., IV, 501. — *Pohl et Pringsheim*. Émission d'électrons, IV, 435; Effet sélectif et normal, IV, 525. — *Elster et Geitel*. Courant photoélectrique dans les cellules à métaux alcalins, IV, 237. — *Baly*. Équivalent photochimique, IV, 239. — *Carvallo*. Phénomène photoélectrique avec l'acide

sulfureux liquide, IV, 387. — *Reboul*. Action selective des métaux, IV, 407. — *Paech*. Influence des gaz sur l'effet photoélectrique des métaux, IV, 424. — *Kustner*. Disparition de l'effet photoélectrique, IV, 747. — *Richardson*. Théorie des actions photoélectriques et photochimiques, IV, 502. — *Friedenhagen*. Disparition de l'effet photoélectrique pour les surfaces fraîchement grattées en l'absence de gaz chimiquement actifs, IV, 746.

Météorologie et Physique cosmique.

ATMOSPHÈRE. — *Flajolet*. Forme curieuse de cirrus, IV, 58. — *Gerdien*. Anémomètre Siemens et Halske, IV, 439. — *Gouy*. Action de la pesanteur sur les mélanges gazeux, IV, 494. — *Boucaric*. État thermique de l'atmosphère, IV, 494.

Charlier. Réfraction terrestre, IV, 137. — *Arnaud*. Id., IV, 302. — *Claude*. Aurores boréales, IV, 407. — *Everling*. Observation et théorie des colonnes lumineuses produites par réflexion IV, 439. — *Milankovitch*. Absorption des radiations dans l'atmosphère, IV, 513.

ÉLECTRICITÉ ET MAGNÉTISME. — *Korn*. Origine du magnétisme terrestre, IV, 227. — *Lutz*. Variations de la chute de potentiel atmosphérique, IV, 438. — *Szilard*. Paratonnerre au radium, IV, 495. — *Simpson*. Électrification des précipitations, IV, 672.

PHYSIQUE TERRESTRE. — *Deeley et Paar*. Le glacier Hintereis, IV, 311. — *Ernststein*. État actuel du problème de la gravitation, IV, 442. — *Lippmann*. Application de la photographie instantanée à la mesure des différences de longitude, IV, 445. — *Berget*. Sondeur piezométrique, IV, 639.

SÉISMES. — *De Montessus de Ballore*. Synthèse des phénomènes sismiques et volcaniques, IV, 58. — *Gentil et Pereira de Sousa*. Effets au Maroc du grand tremblement de terre de Portugal, IV, 137. — *Gutenberg*. Constitution intérieure du globe d'après les observations sismologiques, IV, 430. — *Mainka*. Fréquence des différentes périodes de l'agitation microsismiques, IV, 433.

PHYSIQUE CÉLESTE. — *Hamy*. Spectrographe à réseau objectif, IV, 62, 299. — *Claude et Driencourt*. Micromètre impersonnel à coïncidences, IV, 63. — *Verschaffel*. Id., IV, 226.

Deslandres. Champs généraux magnétiques et électriques du soleil, IV, 57. — *Belot*. Matière zodiacale et constante solaire, IV, 134. — *Gouy*. Absence de réfraction sensible dans l'atmosphère du soleil, IV, 230. — *Runge et Paschen*. Oxygène dans le soleil, IV, 432. — *Salet et Millochau*. Spectre de la chromosphère, IV, 573. — *Julius*. Réfraction de la lumière dans les taches solaires, IV, 744.

Behacker. Chute libre et mouvement des planètes dans la théorie de Nordström, IV, 350.

Buisson, Fabry et Bourget. Application des interférences à l'étude de la nébuleuse d'Orion, IV, 357; Poids atomique des nébuleuses, IV, 573; Mesures interférentielles des vitesses radiales et de longueur d'onde dans la nébuleuse d'Orion, IV, 578.

Bosler. Spectre de la comète Métealf, IV, 57.

HISTOIRE DE LA PHYSIQUE. — *Kayser et Eversheim*. Institut de physique de l'Université de Bonn, IV, 172. — XX^e Congrès de chimie-physique appliquée de la Société allemande de Burisen, IV, 428.

TOURS
IMPRIMERIE DES LIS FRÈRES ET C^{ie}
6, rue Gambetta, 6
