

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, L. POINCARÉ,

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE ~~PHYSICIENS~~.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME VIII — ANNÉE 1909.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
97, BOULEVARD ARAGO (14^e)

—
1909

JOURNAL DE PHYSIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

DENSITÉS DES VAPEURS SATURANTES ET VALEURS DU COEFFICIENT DE VARIATION PAR MILLIMÈTRE DE MERCURE SOUS LA PRESSION NORMALE;

Par M. SYDNEY YOUNG.

Les procédés employés à la détermination des densités des vapeurs saturantes peuvent être rangés dans deux catégories, suivant qu'ils se rapportent à la méthode directe ou à la méthode indirecte.

MÉTHODE INDIRECTE.

On établit pour une série de températures la densité de la vapeur non saturée et la loi de sa variation suivant la pression, en faisant à chaque température un grand nombre de mesures à des pressions variées.

Si l'on représente graphiquement les densités en fonction des pressions, la densité de la vapeur saturante à la température t sera donnée par l'intersection des isothermes et des droites représentant les pressions de la vapeur.

Les appareils utilisés pour ces déterminations sont de deux sortes :

1° *Appareil destiné aux mesures, aux pressions inférieures ou peu supérieures à 760 millimètres.* — L'appareil de Gay-Lussac et Hofmann a été modifié de manière à permettre de réduire la pression extérieure et de la mesurer exactement. Cet appareil a été employé par MM. Ramsay et Young dans leurs recherches sur l'éther éthylique, l'alcool méthylique, l'alcool éthylique et l'acide acétique (*Trans. Roy. Soc.*, t. CLXXVIII, p. 57; 1887). MM. Young

et Thomas le modifièrent plus tard, de façon à en permettre l'application à des pressions supérieures et inférieures à la pression normale. Ils déterminèrent ainsi les densités des vapeurs non saturées d'isopentane (*Proc. Phys. Soc.*, t. XIII, p. 658; 1895).

2° *Appareil servant aux pressions supérieures à 760 millimètres.* — Cet appareil est analogue à celui employé par Andrews dans ses recherches sur l'acide carbonique (RAMSAY et YOUNG, *Trans. Roy. Soc.*, *loc. cit.*; — YOUNG, *Trans. Chem. Soc.*, t. LIX, p. 911, 1891; voir aussi *Stoïchiometry* de YOUNG, p. 132-135, Longmans and Co, 1908).

La pression, le volume et la température peuvent être modifiés à volonté et l'appareil peut être employé à la détermination des tensions des vapeurs, des volumes orthobares (ou densités) des liquides et des vapeurs, et des compressibilités des liquides et des vapeurs non saturées.

MÉTHODE DIRECTE.

1° *Mesures effectuées au moyen de l'appareil d'Andrews modifié.* — On fait à chaque température une série d'au moins quatre observations des volumes du liquide et de sa vapeur saturée en variant les conditions de telle manière que, dans les premières observations, le volume de la vapeur soit faible, dans les dernières, aussi grand que possible. Lorsqu'on augmente le volume total, il se produit une évaporation du liquide dont le volume diminue, tandis que celui de la vapeur augmente. La quantité de la substance renfermée dans le tube et la capacité de celui-ci étant connus, on peut déduire de l'ensemble des observations la densité du liquide et celle de la vapeur saturée (YOUNG et THOMAS, *Trans. Chem. Soc.*, t. LXIII, p. 4199; 1893).

La même méthode a été employée par M. Mathias (*Ann. de Toulouse*, 1891) et par M. Amagat (*Comptes Rendus*, t. CXIV, p. 1093; 1892).

Par l'emploi de ce procédé la densité du liquide peut être déterminée avec exactitude à toutes les températures; mais la mesure de la densité de la vapeur saturée n'offre pas la même précision, parce que le volume du liquide, correspondant à un volume donné de vapeur saturée, diminue rapidement suivant la température. Aux températures basses, la diminution du volume du liquide, corres-

pendant à la volatilisation provoquée par un accroissement du volume total, sera relativement faible, de sorte que les erreurs d'observations des volumes auront une grande influence (1).

En raison de ces circonstances, on n'a fait usage de cette méthode qu'aux températures élevées. Nous pouvons faire abstraction de ces observations, dont les limites ne comprennent pas la pression normale.

2° *Méthode du tube scellé.* — La substance pure est introduite dans un tube cylindrique de verre, divisé, calibré et jaugé. L'air ayant été expulsé, on scelle le tube de verre, dont la capacité est remplie par le liquide et sa vapeur saturée; après quoi on détermine la masse de la substance. Si l'on élève la température, le volume du liquide tend, d'une part, à augmenter par suite de sa propre dilatation, d'autre part, à diminuer par l'effet de l'évaporation. Connaissant la densité du liquide à la température considérée, on peut calculer le volume que le liquide occuperait si toute la vapeur était condensée. Les différences entre les volumes du liquide calculés et observés fournissent une mesure des masses correspondant aux volumes observés occupés par la vapeur saturante. Il est ainsi possible de calculer le volume de vapeur saturante correspondant à 1 gramme de liquide, ou, ce qui revient au même, le volume de 1 gramme de vapeur saturante.

Si les densités du liquide à différentes températures n'ont pas été déterminées par des expériences préliminaires, on peut effectuer à la fois les deux mesures des densités du liquide et de la vapeur saturante en employant deux tubes scellés renfermant des proportions différentes de liquide et de vapeur, ou en se servant d'un seul tube dans lequel on chauffe la vapeur et des longueurs différentes du liquide. (*Trans. Chem. Soc.*, t. LIX, p. 37, 126, 929; 1891; — *Proc. Phys. Soc.*, t. XIII, p. 617; 1895; — *Zeitschr. physik. Chem.*, t. XXIX, p. 193; 1899.)

(1) Si l'on désigne par R le quotient du volume d'un gramme de vapeur saturée par le volume correspondant du liquide, et par V_L et V_V les volumes observés du liquide et de la vapeur, on aurait, si toute la vapeur était condensée, pour le volume du liquide : $V_L + \frac{V_V}{R}$, et pour le volume de la vapeur saturée, si tout le liquide était évaporé : $V_V + RV_L$. On voit, par ces expressions, que le volume calculé du liquide n'est que faiblement influencé par une petite erreur de R, tandis que celui de la vapeur saturée en dépend directement.

La mesure de la densité de la vapeur saturante par la méthode qu'on vient de décrire devient peu précise aux températures basses pour les raisons indiquées plus haut à propos de la première méthode. On peut cependant rendre la méthode du tube scellé applicable à la mesure des densités aux températures peu élevées correspondant aux points d'ébullition sous la pression normale et même des températures encore inférieures, en augmentant le diamètre intérieur de la portion moyenne du tube, de manière à accroître considérablement le volume occupé par la vapeur saturante, tandis que l'on conserve des tubes étroits pour les extrémités qui servent à la mesure des volumes du liquide.

Cette méthode a été appliquée à la détermination des densités des vapeurs de tous les corps étudiés, à l'exception de l'éther éthylique et des trois alcools. En établissant les courbes des densités des vapeurs saturantes, on a donné la prépondérance aux résultats fournis par les expériences sur les grands volumes de vapeur, n'attribuant que peu de poids aux résultats obtenus avec de faibles volumes. Les observations ont été faites de dix en dix degrés, à partir d'une température voisine du point d'ébullition sous la pression normale.

On trouvera dans les *Transactions of the Chemical Society* (t. LIX, p. 125; 1891) une discussion des diverses causes d'erreurs, de leur influence sur les résultats et un tableau des erreurs des densités de la vapeur de benzine et de ses dérivés monofluorique, monochlorique, monobromique et monoiodique, correspondant à une erreur de lecture de un dixième de millimètre sur la mesure du volume du liquide dans chaque tube et à différentes températures. Je reproduis ici le tableau relatif au fluorobenzène.

Tube A (grand volume de vapeur).

Température	Pression de la vapeur en millimètres	Erreur sur la densité
80°	646,0	3,1 0/0
90	879,7	2,3
100	1174,9	1,8
110	1541,3	1,3
120	1989,2	1,0
130	2529,5	0,8
140	3173,0	0,6
150	3931,4	0,5

Tube B (petit volume de vapeur).

Température	Pression de la vapeur en millimètres	Erreur sur la densité
130°	2329,5	3,5
140	3173,0	2,7
150	3931,4	2,2
160	4816,7	1,8
180	7018,9	1,2
200	9890,5	0,8
220	13561,0	0,6
240	18190	0,4
260	23977	0,2
280	31182	0,1

Dans les expériences sur le tube contenant un grand volume de vapeur, l'erreur sur la densité de la vapeur saturante correspondant à une erreur de lecture de $0^{\text{mm}},1$ sur la mesure du volume du liquide, à son point d'ébullition, sous la pression normale, est d'environ 2,5 à 3 0/0; par contre, avec le tube de même diamètre dans toute sa longueur, on peut admettre approximativement une erreur de 2,5 à 3 0/0, à une température de 60° supérieure au point d'ébullition, sous la pression normale. Je mentionnerai encore les erreurs de calibrage du tube, celles des lectures servant à déterminer la masse totale de la substance introduite dans le tube et enfin celles qui affectent la densité du liquide.

L'influence de toutes ces causes d'erreurs diminue à mesure que la température s'élève.

Pour la représentation graphique des résultats, on a porté en abscisses les logarithmes des volumes de 1 gramme de vapeur saturante, les températures étant portées en ordonnées, et l'on a tracé une courbe passant aussi près que possible des différents points obtenus.

A l'époque de l'exécution de ces mesures, on n'avait pas prêté une attention particulière à la partie inférieure de la courbe, qui correspond aux températures basses. Comme c'est dans la région des températures basses que les erreurs sont les plus fortes, il convient pour les éviter de tenir aussi compte des résultats fournis par la méthode indirecte, aux températures inférieures au point d'ébullition.

De l'ensemble de ces résultats on peut conclure que les vapeurs saturées de toutes les substances examinées, excepté celles de l'acide acétique, se comportent à peu près comme des gaz parfaits, s'en

rapprochant d'autant plus que la température est plus basse ; mais que les densités vraies des vapeurs saturées sous la pression normale sont, dans tous les cas, plus élevées que les densités calculées.

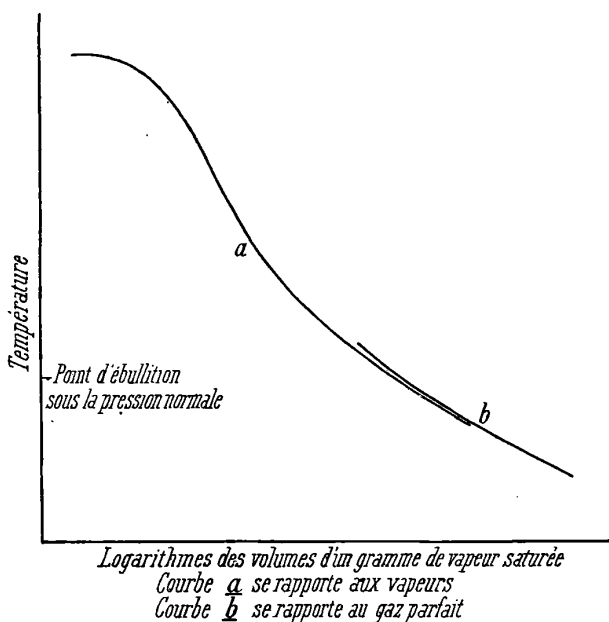


FIG. 1.

La *fig. 1* montre la forme générale de la courbe *a* correspondant aux vapeurs saturées et celle de la courbe *b* correspondant aux gaz parfaits. Il paraît évident que pour toutes les substances soumises aux expériences, excepté pour l'acide acétique, la courbe *a* tend à devenir parallèle à *b*, dans la région qui correspond au point d'ébullition sous la pression normale.

Pour la représentation graphique des résultats dans la région comprise entre le point d'inflexion de la courbe et les grands volumes, on a donc porté en abscisses les volumes observés d'un gramme de vapeur saturée de chacune des substances, les températures étant portées en ordonnées.

En outre, admettant le parallélisme approximatif des courbes *a* et *b* dans la région considérée, on a calculé les logarithmes des volumes pour un intervalle de 50° à 60° compté à partir du point

d'ébullition observé sous la pression de 1 000 millimètres de mercure environ, en prenant pour point de départ les pressions observées et en admettant premièrement : que la vapeur saturée se comporte comme un gaz parfait ; secondement : que le rapport de la densité vraie à la densité théorique est constante et sensiblement égal à celui observé sous la pression de 1 500 millimètres de mercure. Ce rapport est généralement compris entre 1,07 et 1,10.

Il résulte des considérations précédentes que la partie inférieure de la courbe des densités vraies des vapeurs doit se trouver entre les deux courbes et se rapprocher de celles du gaz parfait à mesure que la température baisse. Par l'application de cette méthode on a reconnu que l'on avait donné trop de poids aux observations les moins précises, relatives aux températures basses, notamment en ce qui concerne celles sur le formiate de méthyle et l'octane normal, et que les valeurs déduites antérieurement sont certainement erronées.

Quant au iodo-benzène, les mesures expérimentales sur ce corps présentent des difficultés particulières, parce qu'il s'altère à la lumière du jour. On fut obligé de procéder aux lectures à l'aide d'une source artificielle de faible pouvoir actinique. La forme de la courbe n'a pas été convenablement établie, et les expériences aux températures basses sont, en réalité, meilleures que l'on ne l'avait supposé. Ainsi, l'on avait admis pour le volume d'un gramme à 190° la valeur de 166 centimètres cubes au lieu de 168,5 observée et, à 200°, 136,6 au lieu de 137,2 ; or, en appliquant la nouvelle méthode des deux courbes, on a trouvé que ces volumes devaient être plutôt augmentés et comporteraient respectivement 169,4 et 137,4, tandis que les volumes correspondant aux températures élevées n'éprouveraient que de très petits changements.

Une petite erreur a été relevée dans le calcul du poids total du formiate de méthyle ; on a reconnu en outre que l'on a commis des erreurs de lecture aux températures de 40° et 50°.

Les valeurs de la densité s et du coefficient de variation $\frac{ds}{dp}$ de cette substance doivent être considérées comme un peu incertaines.

Le plus souvent les courbes nouvelles ne présentent que de très petites différences par rapport aux anciennes.

Les remarques suivantes, relatives à quelques-unes des substances étudiées, peuvent être de quelque utilité.

Isopentane (point d'ébullition sous pression normale, 27°,95). —

Les déterminations faites sur ce corps sont plus complètes que celles relatives à l'une quelconque des autres substances. En effet, en dehors des observations directes effectuées à 30° et au-dessus de cette température, à l'aide des tubes scellés, on a déterminé l'isotherme de 10°,8 par des expériences exécutées à l'aide de l'appareil de Hoffmann modifié et de nombreuses isothermes aux températures élevées.

Chlorure d'étain (point d'ébullition, 114°,1). — Cette substance salit la surface du mercure à toutes les températures, de sorte que l'on n'a pas pu utiliser l'appareil d'Andrews pour la mesure des volumes du liquide. On a dû modifier aussi le procédé pour mesurer les pressions de la vapeur. Les volumes du liquide et de la vapeur saturée ont été déterminés seulement par la méthode du tube scellé.

Tétrachlorure de carbone (point d'ébullition, 76°,75). — Ce corps attaque le mercure aux températures élevées, mais, aux températures basses, les lectures ne présentent pas de difficultés particulières.

Éther éthylique (point d'ébullition, 34°,6). — Les isothermes à 12°,9, 50°, 100°, 130°, 150° et aux températures supérieures sont seules utilisables. La courbe n'est donc déterminée que par un petit nombre de points.

Alcool méthylique (point d'ébullition, 64°,7). — Les isothermes ont été établies seulement aux températures 60°, 100°, 120°, 140°, 160° et aux températures supérieures.

Alcool éthylique (point d'ébullition, 78°,3). — Isothermes aux températures 13°, 90°, 100° et de 10 en 10 degrés au-dessus. Les observations directes effectuées au-dessous de 180° sont sans valeur.

Alcool propylique (point d'ébullition, 97°,2). — Isothermes à 130°, 150°, 180° et aux températures supérieures.

Acide acétique (point d'ébullition, 118°,5). — Isothermes observés à l'aide de l'appareil Hoffmann modifié, aux températures 50°, 78°,4, 92° et 105°,1 jusqu'au point de condensation, incomplètes à 118°, 132°,9, 147°,6, 162°,5 et 184°,1 (RAMSAY et YOUNG, *Trans. Chem. Soc.*, vol. XLIX, p. 790; 1886). Isothermes à 162°,5, 183°,7, 200°, 240° et 280°, déterminées à l'aide de l'appareil d'Andrews (RAMSAY et YOUNG, *loc. cit.*) et à 310° (YOUNG, *Trans. Chem. Soc.*, vol. XLIX, p. 903; 1891). Déterminations directes de 10 en 10 degrés entre 220° et 280° à l'aide du tube scellé (YOUNG, *loc. cit.*). On a également tenu compte d'une série de déterminations des densités de la vapeur à 20° par M. Bineau (*Ann. Chim. Phys.*, série 3, t. XVIII, p. 226).

Les courbes représentant la relation entre la température et les logarithmes des volumes de la vapeur saturée peuvent servir immédiatement à déterminer la densité de la vapeur saturée sous la pression normale, mais ne se prêtent pas à la détermination du coefficient de variation $\frac{ds}{dp}$. J'ai reconnu que l'on peut obtenir commodément ces deux quantités à l'aide d'un graphique dont les coordonnées sont les logarithmes des densités, déduites de la courbe des volumes de 1 gramme, et les logarithmes des pressions. On trace aussi pour servir de guides la courbe théorique du gaz parfait et celle exprimant la relation constante entre la densité vraie et la densité théorique.

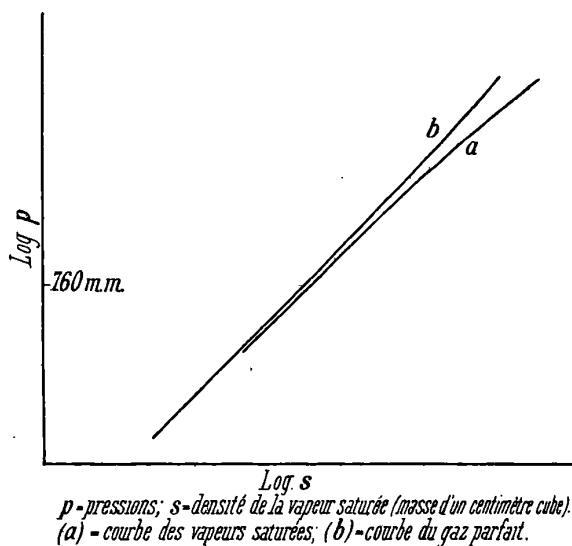


FIG. 2.

La forme générale de la courbe *a*, relative à la densité réelle de la vapeur, et la courbe *b*, relative à la densité du gaz parfait, sont représentées dans la *fig. 2*.

Les deux lignes *a* et *b*, sensiblement droites aux températures basses, ont des courbures inverses qui s'accroissent aux températures élevées. Il se peut que la courbe relative à la densité vraie de la vapeur présente un point d'inflexion à une pression inférieure à 760 millimètres; dans tous les cas, elle se rapproche extrêmement

d'une droite dans le voisinage de la pression normale. Autour de ce point la relation entre les logarithmes de la densité et de la pression peuvent être représentés d'une manière très satisfaisante par l'équation :

$$\text{Log } S_p = A + \alpha \cdot \log p,$$

et l'accroissement de la densité, qui correspond à une augmentation de la pression égale à l'unité (millimètre), par

$$\frac{ds}{dp} = \frac{\alpha S}{p}.$$

On pouvait craindre que ces équations ne fussent pas applicables aux observations sur l'acide acétique et, pour contrôler les résultats obtenus par cette méthode, on a représenté les densités des vapeurs saturées de ce corps, en fonction de la pression, par l'expression :

$$S_p = A + \alpha p + \beta p^2,$$

dont les constantes A, α et β ont été déterminées par le calcul. Les valeurs de s et de $\frac{ds}{dp}$ calculées par les deux méthodes concordent d'une manière satisfaisante ; la deuxième expression est :

$$S_p = 0,0001210 + 0,000004231p - 0,00000000031562p^2.$$

J'ai réuni, dans le tableau suivant, les valeurs de A et de α de l'expression :

$$\log S_p = A + \alpha \log p$$

pour les trente corps étudiés.

Corps	A	α	Observateur
Pentane normal.....	6,7828	0,9343	Young.
Hexane —	6,8175	0,9364	—
Heptane —	6,8152	0,9433	—
Octane —	6,8523	0,9433	—
Isopentane	6,7848	0,9378	Young, Thomas et Young.
Di-isopropylène.....	6,8032	0,9420	Fortey et Young.
Di-isobutylène.....	6,8330	0,9580	—
Hexaméthylène.....	6,7866	0,9323	—
Benzène.....	6,7708	0,9265	Young.
Fluorobenzène.....	6,8575	0,9262	—
Chlorobenzène.....	6,8946	0,9215	—
Bromobenzène.....	5,0048	0,9280	—

Corps	A	α	Observateur
Iodobenzène.....	5,1120	0,9177	Young.
Tétrachlorure de carbone..	5,0669	0,9295	—
Chlorure d'étain.....	5,2255	0,9392	—
Éther éthylique.....	6,7741	0,9437	Ramsay et Young.
Formiate méthylique....	6,7076	0,9303	Thomas et Young.
Formiate éthylique.....	6,7558	0,9355	—
Acétate méthylique.....	6,7661	0,9310	—
Formiate propylique.....	6,7858	0,9413	—
Acétate éthylique.....	6,7956	0,9408	—
Propionate méthylique...	6,7839	0,9430	—
Acétate propylique.....	6,8376	0,9385	—
Propionate éthylique....	6,8326	0,9403	—
Butyrate méthylique.....	6,8448	0,9403	—
Isobutyrate méthylique...	6,8693	0,9330	—
Alcool méthylique.....	6,3498	0,9487	Ramsay et Young.
Alcool éthylique.....	6,4848	0,9480	—
Alcool propylique.....	6,5566	0,9573	—
Acide acétique.....	6,8966	0,9030	Ramsay et Young, Young Bineau.

Le tableau suivant indique les points d'ébullition sous la pression normale, les densités S des vapeurs saturantes et le coefficient de variation $\frac{ds}{dp}$ par millimètre, à la même pression, pour tous les corps soumis aux expériences.

Corps	Point d'ébullition sous la pression normale	Densité de la vapeur saturante sous la pression normale S	Coefficient de variation par millimètre $\frac{ds}{dp}$
Pentane normal.....	36°,2	0,002 985	+ 0,000 003 670
Hexane —	68 ,95	0,003 274	+ 0,000 004 034
Heptane —	98 ,4	0,003 455	+ 0,000 004 297
Octane , —	125 ,8	0,003 763	+ 0,000 004 680
Isopentane.....	27 ,95	0,003 065	+ 0,000 003 782
Di-isopropyle.....	58 ,1	0,003 288	+ 0,000 004 075
Di-isobutyle.....	109 ,2	0,003 916	+ 0,000 004 936
Hexaméthylène.....	80 ,9	0,002 971	+ 0,000 003 646
Benzène	80 ,2	0,002 753	+ 0,000 003 357
Fluorobenzène.....	85 ,2	0,003 355	+ 0,000 004 089
Chlorobenzène.....	132 ,0	0,003 542	+ 0,000 004 295
Bromobenzène.....	156 ,0	0,004 766	+ 0,000 005 820
Iodobenzène.....	188 ,45	0,005 698	+ 0,000 006 880
Tétrachlorure de carbone...	76 ,75	0,005 554	+ 0,000 006 653
Chlorure stannique.....	114 ,1	0,008 534	+ 0,000 010 556

Corps	Point d'ébullition sous la pression normale	Densité de la vapeur saturante sous la pression normale S	Coefficient de variation par millimètre $\frac{ds}{dp}$
Éther éthylique.....	34°,6	0,003 110	+ 0,000 003 861
Formiate méthylique.....	31 ,9	0,002 441	+ 0,000 002 988
Formiate éthylique.....	54 ,3	0,002 824	+ 0,000 003 476
Acétate méthylique.....	57 ,1	0,002 806	+ 0,000 003 438
Formiate propylique.....	80 ,9	0,003 144	+ 0,000 003 894
Acétate éthylique.....	77 ,15	0,003 205	+ 0,000 003 968
Propionate méthylique.....	79 ,7	0,003 166	+ 0,000 003 928
Acétate propylique.....	101 ,55	0,003 477	+ 0,000 004 294
Propionate éthylique.....	99 ,0	0,003 479	+ 0,000 004 304
Butyrate méthylique.....	102 ,75	0,003 578	+ 0,000 004 427
Isobutyrate méthylique.....	92 ,3	0,003 607	+ 0,000 004 428
Alcool méthylique.....	64 ,7	0,001 210	+ 0,000 001 510
— éthylique.....	78 ,3	0,001 644	+ 0,000 002 050
— propylique.....	97 ,2	0,002 063	+ 0,000 002 598
Acide acétique (1).....	118 ,5	0,003 148	+ 0,000 003 740
— — (2).....		0,003 154	+ 0,000 003 755

RAYONNEMENTS ET POTENTIEL EXPLOSIF ;

Par M. GEORGES MOREAU.

On sait depuis longtemps que certains rayonnements agissent sur une étincelle en provoquant l'allongement de la distance explosive ou l'abaissement du potentiel explosif. — Les plus actifs sont la lumière ultra-violette, le rayonnement du radium, les rayons Röntgen, les rayons cathodiques, les gaz de la flamme.

L'action de la lumière ultra-violette ou phénomène de Hertz, la mieux connue a été étudiée par plusieurs physiciens, dont les travaux ont été résumés par M. Swyngedauw dans les *Rapports du Congrès international de Physique* (Paris, 1900). L'allongement de l'étincelle paraît être une fonction très complexe de la distance explosive, de la pression, de la nature du diélectrique et du matériel des pôles⁽¹⁾. Avec les autres rayonnements l'étude est moins avancée. Les recherches d'Elster et Geitel, de Cantor, d'Herwegg ont établi la réalité du phénomène sans en fixer les lois. La lecture de ces travaux

(1) SWYNGEDAUX, *Éclairage électrique*, 1897.

montre que bien des résultats sont contradictoires. Pour les uns la nature des pôles n'intervient pas, pour les autres son influence est notable. Pour certains, l'action est localisée aux électrodes, pour d'autres dans l'intervalle explosif. Pour quelques-uns même l'étincelle peut être retardée par le rayonnement au lieu d'être facilitée. Ce désaccord tient, je crois, aux procédés et aux conditions des observations très variables d'un auteur à l'autre, aux difficultés de mesure d'une distance explosive mises en lumière par les recherches de M. Swyngedauw ou au défaut de précision des observations électrométriques des potentiels élevés.

Il faut remarquer que les rayonnements ne sont actifs que parce qu'ils provoquent dans l'intervalle explosif la formation d'ions qui, rendant le milieu plus conducteur, facilitent le passage de l'étincelle; Or les uns n'agissent que sur l'intervalle explosif (gaz d'une flamme); — d'autres sur les pôles (lumière ultra-violette); — d'autres enfin sur les deux (radium, rayons cathodiques, rayons de Röntgen) en ionisant le milieu diélectrique et provoquant un rayonnement secondaire à partir des pôles. Si on veut dégager les lois générales du phénomène, il paraît logique de comparer les actions de ces trois types de rayonnements sur la même étincelle et dans des conditions analogues.

J'ai fait dans cette voie un certain nombre d'observations en me servant, comme sources, du radium, de la lumière ultra-violette et des gaz d'une flamme agissant sur un micromètre à boules entre lesquelles éclatait une étincelle oscillante. Au lieu de mesurer l'allongement d'une distance explosive, j'ai observé l'abaissement du potentiel explosif non par une méthode électrométrique, mais par la mesure de *l'intensité efficace* de la décharge dans le circuit du micromètre. Ces recherches sont résumées dans les trois premières parties de ce mémoire. Dans la quatrième partie, je donne une explication des phénomènes observés.

PREMIÈRE PARTIE.

MÉTHODE ET APPAREIL DE MESURE. — AMORTISSEMENT DE L'ÉTINCELLE.

Intensité efficace. — Soit un condensateur de capacité C qui, chargé au potentiel V_0 , se décharge à travers un circuit de résis-

tance R et de self-induction L . Si i est l'intensité du courant à l'époque t , on a :

$$i = J e^{-\alpha t} \sin \gamma t,$$

ou

α = amortissement de l'oscillation ;

$\gamma = \frac{2\pi}{T}$, où T est la période.

L'intensité efficace I du courant sera, si le condensateur est chargé n fois par seconde :

$$I^2 = nJ^2 \int_0^{\infty} e^{-2\alpha t} \sin^2 \gamma t dt,$$

d'où :

$$I^2 = nJ^2 \cdot \frac{\gamma^2}{4\alpha(\alpha^2 + \gamma^2)}.$$

Pour calculer J , on remarque que, si V est le potentiel du condensateur à l'instant t , on a :

$$i = -C \frac{dV}{dt},$$

d'où :

$$V = V_0 e^{-\alpha t} \left[\cos \gamma t + \frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma t \right].$$

On tire ainsi :

$$J = \frac{\alpha^2 + \gamma^2}{\gamma} C V_0,$$

et

$$(1) \quad I^2 = nC^2 V_0^2 \frac{\alpha^2 + \gamma^2}{4\alpha}.$$

La formule (1) nous permet de déduire les variations de V_0 de celles de I .

Appareil et mesure de l'intensité efficace. — Le condensateur C (*fig. 1*) est formé d'un nombre variable de bouteilles de Leyde disposées en cascade. On réalise ainsi une série de capacités comprises entre 70 et 750 unités électrostatiques.

Il est chargé par une bobine d'induction B dont les pôles sont reliés aux armatures. Un intervalle explosif A pratiqué sur le circuit de charge ne laisse passer que l'extra-courant de rupture. — Le circuit de décharge CRMP est constitué par un fil de cuivre de 3/10 de millimètre de diamètre et de 5^m,20 de longueur, sur lequel sont

intercalés un micromètre à étincelle M à vis micrométrique et l'*ampèremètre thermique*, qui mesure l'intensité efficace de la décharge.

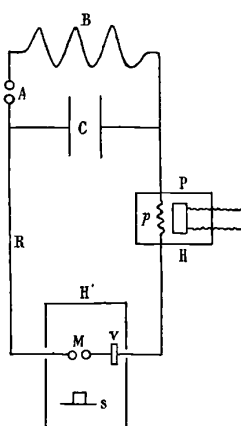


FIG. 1.

Celui-ci se compose d'un cadre rectangulaire en mica sur lequel on a enroulé une mince bande de platine p : longueur, 14 centimètres ; largeur $2/10$ de millimètre ; résistance, 58 ohms, à travers laquelle passera la décharge en l'échauffant. En face d'elle, à 1 centimètre est une pile thermo-électrique bismuth-antimoine P. — L'ensemble est placé dans une boîte en bois H à double enveloppe qui sert de cage protectrice. — La pile P est réunie à un galvanomètre à sensibilité moyenne (28 millimètres pour un microampère) dont la déviation sera proportionnelle à l'échauffement de la bande de platine, c'est-à-dire au carré de l'intensité efficace de la décharge. — La bande de platine, la pile et le galvanomètre constituent un ampèremètre thermique qui peut être gradué en courant continu.

Quand on approche de l'étincelle passive M une substance radioactive, une flamme ou lorsque le micromètre est éclairé par le rayonnement ultra-violet d'une autre étincelle, on constate les phénomènes suivants :

1° Observée à la loupe, l'étincelle M apparaît sous forme d'un trait rectiligne blanc et lumineux entouré d'une auréole rosée mobile qui est facilement déplacée par un courant d'air. Lorsque le rayonnement agit, l'auréole n'est pas modifiée. Le trait blanc s'amincit et son éclat diminue ;

2° L'intensité efficace diminue plus ou moins suivant la distance explosive et l'intensité du rayonnement.

Voici deux exemples :

Δ_0 = déviation de l'ampèremètre thermique sans rayonnement ;

Δ_1 = déviation de l'ampèremètre thermique avec rayonnement ;

d_M = distance explosive en millimètres.

A. — Source : Bromure de radium à 8 centimètres de l'étincelle M.

d_M	=	1	2	3	4	5	6
Δ_0	=	180	410	400	400	410	405
Δ_1	=	120	170	200	235	280	325
$\frac{\Delta_0 - \Delta_1}{\Delta_0}$	=	0,33	0,58	0,50	0,41	0,31	0,20

B. — Source : Lumière ultra-violette d'une étincelle de 0^{mm},4 à 6 centimètres de M.

d_M	=	0,5	1	2	3	4	5	6
Δ_0	=	180	275	370	460	420	470	490
Δ_1	=	75	95	150	210	250	320	390
$\frac{\Delta_0 - \Delta_1}{\Delta_0}$	=	0,58	0,66	0,59	0,54	0,40	0,31	0,20

Ces nombres montrent que l'intensité efficace varie notablement sous l'action du rayonnement. Si de ces variations on veut déduire celles de V_0 d'après la formule 1, il faut connaître les variations de n et de α .

I. *Étude du nombre n.* — Si on observe avec un miroir tournant les étincelles M, on constate que le nombre n ne varie pas sous l'action du rayonnement. Avec un chronographe de Marey disposé sur le primaire de la bobine, on constate que le nombre des interruptions n'est pas changé. En régime normal, c'est-à-dire avec le courant inducteur et le voltage à peu près constants de nos expériences, on observe par seconde 110 vibrations de l'interrupteur avec 27 ou 28 décharges au micromètre : le tracé chronographique indique, de 4 en 4 vibrations, une amplitude plus grande à laquelle correspond une étincelle.

II. *Amortissement de l'étincelle.* — On peut montrer que l'amortissement α n'est pas modifié par les rayonnements.

L'énergie du condensateur C diminue par rayonnement électromagnétique et par dissipation de la chaleur de Joule dans le circuit.

On peut écrire pendant l'intervalle de temps dt :

$$dE = - Pdt - Jdt,$$

E = énergie du condensateur à l'époque t ;

P = intégrale de Poynting pour une sphère de grand rayon, centrée sur le micromètre M ;

J = chaleur de Joule ou Ri^2 .

Or E est proportionnel au carré V_0^2 du potentiel initial du condensateur. — P est proportionnel au produit du champ magnétique et du champ électrique à l'instant t en un point de la sphère de Poynting, c'est-à-dire proportionnel à i^2 ou à V_0^2 . — J est aussi proportionnel à V_0^2 .

On peut écrire :

$$P = K_1 E, \quad J = K_2 E,$$

d'où :

$$E = E_0 e^{-(K_1 + K_2)t},$$

et

$$\alpha = K_1 + K_2.$$

L'amortissement α comprend ainsi deux termes, l'un K_1 dû à l'énergie rayonnée sous forme d'ondes électro-magnétiques, l'autre K_2 correspondant à la chaleur de Joule. Ces deux termes sont indépendants de V_0^2 et par suite α . Si donc le potentiel explosif est abaissé, l'amortissement α ne peut changer.

Cependant le terme K_2 dû à la chaleur de Joule est fonction de la résistance du circuit de décharge.

On a théoriquement :

$$K_2 = + \frac{R}{2L}.$$

où R égale la résistance du circuit de décharge augmentée de la résistance ρ de l'étincelle. Cette dernière résistance peut être changée par l'introduction d'ions dans l'intervalle explosif ; mais, comme elle est de l'ordre de 1 à 2 ohms (¹), si la résistance R est assez grande, les variations de ρ seront négligeables. C'est précisément le cas, puisque l'ampèremètre thermique a de lui-même une résistance de 58 ohms.

On peut vérifier par expérience les conclusions précédentes en mesurant l'amortissement α au moyen d'un détecteur magnétique.

Le détecteur magnétique employé est formé d'une petite bobine de faible résistance couverte de quelques spires de fil (10 centimètres de

(¹) Miss BROOK, *Phil., Mag.*, 1901-2.

longueur, 100 spires). A l'intérieur est placé un paquet d'aiguilles d'acier fortement trempées, de même longueur et de même section (30 aiguilles de 3^{cm},5 de longueur et de 8/10 de millimètre de diamètre), qui pourront être aimantées à saturation par un courant. Lorsque la décharge du condensateur traversera la bobine dans un sens ou dans le sens opposé par rapport à l'aimantation des aiguilles, elle exercera sur celles-ci une action démagnétisante différente qu'on peut observer avec un magnétomètre.

La technique de l'opération est simple: on aimante les aiguilles et on lance la décharge du condensateur à travers la bobine dans un sens; on note la variation de la déviation du magnétomètre, soit δ_1 . — On aimante de nouveau les aiguilles et on lance la décharge dans l'autre sens à travers la petite bobine, soit δ_2

On a (1) :

$$\alpha T = 2 \log \frac{\delta_1}{\delta_2},$$

où

T = la période de l'oscillation.

Les observations sont faites avec le micromètre éclairé ou non, à la pression atmosphérique ou à une pression inférieure. Pour ce dernier cas, le micromètre M est enfermé dans une boîte qui sera décrite plus loin, dans laquelle on peut faire le vide. Le rayonnement actif (radium, lumière ultra-violette) pénètre dans cette boîte à travers une fenêtre fermée par une lame d'aluminium ou un disque de quartz.

Voici des résultats obtenus avec la lumière ultra-violette d'une étincelle secondaire éclatant auprès de la fenêtre, à 3 centimètres du micromètre.

A. — Distance explosive de M = 1^{mm},5

Capacité de condensateur C = 250 u. e. s.

αT {	Pression.....	=	76 ^{cm}	38 ^{cm}	17 ^{cm}	11 ^{cm}	7 ^{cm}
	Micromètre éclairé.....	=	1,91	2,26	2,76	2,5	3
	— non éclairé....	=	1,98	2,32	2,20	2,6	2,9

B. — Distance explosive de M = 0^{mm},2

Capacité du condensateur C = 350 u. e. s.

$\frac{\delta_1}{\delta_2}$ {	Pression.....	=	76 ^{cm}	31 ^{cm}	18 ^{cm}	7 ^{cm}
	Micromètre éclairé.....	=	2,35	2,6	3	3,4
	— non éclairé....	=	2,25	2,5	3,1	3,2
αT moyen.....		=	1,66	1,87	2,23	2,38

(1) RUTHERFORD, *Phil. Trans.*, 1897.

Des résultats analogues ont été obtenus avec le radium.

On peut conclure :

1° Le caractère oscillatoire de l'étincelle ne change pas sous l'action d'un rayonnement;

2° L'amortissement α conserve la même valeur quand le micromètre est éclairé;

3° Sa valeur augmente à mesure que la pression diminue.

Conséquences. — La formule (1) montre que les variations de l'intensité efficace résultent uniquement des variations du potentiel explosif V_0 du micromètre éclairé, puisque n et α ne changent pas. De l'observation de I nous pourrions ainsi déduire celles de V_0 .

Soient I_0 et I_e les intensités efficaces observées sans et avec rayonnement — Δ_0 et Δ_e les déviations correspondantes de l'ampèremètre thermique, on a :

$$\frac{I_e^2}{I^2} = \frac{\Delta_e}{\Delta_0},$$

d'où :

$$\frac{V_e}{V_0} = \sqrt{\frac{\Delta_e}{\Delta_0}},$$

où

V_0 = potentiel explosif du micromètre M non éclairé;

V_e = potentiel explosif du micromètre M éclairé.

On déduit :

$$\omega = \frac{V_0 - V_e}{V_0} = 1 - \sqrt{\frac{\Delta_e}{\Delta_0}}.$$

ω sera l'abaissement explosif relatif dû au rayonnement actif.

Ainsi l'observation de l'ampèremètre thermique permet d'étudier commodément l'abaissement du potentiel explosif ω , dans des conditions diverses — sources actives différentes, variation avec l'intensité d'une source, la pression du milieu, la nature du micromètre, etc. Les déviations galvanométriques Δ sont appréciées à 1/100 près, l'erreur possible sur ω est 1/30, soit pour un potentiel de 5 000 volts qui baisserait de moitié une erreur possible de 100 volts. — C'est ainsi que les expériences suivantes ont été faites avec du bromure de radium, la lumière ultra-violette, les gaz d'une flamme.

DEUXIÈME PARTIE.

ACTION DU RADIUM.

Le dispositif expérimental est le suivant :

Sur le circuit de décharge du condensateur (*fig. 1*) sont intercalés l'ampèremètre thermique et le micromètre M entre les boules duquel éclate l'étincelle sensible. — Ces boules sont *platinées* et ont 1 centimètre de diamètre. L'une d'elles est portée par une vis micrométrique *v* qui permet d'évaluer la distance explosive ; celle-ci n'a jamais dépassé 8 millimètres, et, dans la plupart des expériences, est restée voisine de 1 millimètre. — Les boules du micromètre doivent être soigneusement polies avec du tripoli très fin et essuyées régulièrement avec une peau de chamois. Les moindres rugosités, traces d'oxyde ou poussières, altèrent l'étincelle en donnant des effluves qui agissent sur elle. Aussi les boules platinées sont celles qui permettent de faire les observations les plus précises. Avec les boules de laiton, de nickel, de fer, de zinc, les recherches sont plus pénibles et plus incertaines, car elles doivent être constamment repolies. Les fils de jonction du circuit avec le micromètre sont, au voisinage de ce dernier, recouverts de tubes de verre pour éviter les effluves. Il importe que l'étincelle soit bien protégée, car, pour conserver toute sa sensibilité, elle doit rester blanche, brillante et crépitante.

La source active est constituée par 2 milligrammes de bromure de radium à peu près pur, placés au fond d'une cavité cylindrique dans un disque de plomb de 7 millimètres d'épaisseur et recouverts d'une petite lame de mica qui arrête les rayons α . Le disque de plomb est disposé sur un support *s* qui permet d'approcher ou d'éloigner à volonté le radium du micromètre. Le rayonnement sort de la cavité, tombe sur les boules et l'intervalle explosif. Au moyen d'un écran, on peut protéger l'une ou l'autre boule. — Le micromètre, le radium et son support sont placés dans une grande boîte qui protège l'étincelle de tout rayonnement lumineux extérieur.

Avec ce dispositif, on a étudié la variation de l'*abaissement* ω avec la longueur de l'étincelle, l'intensité du rayonnement, la pression de l'air, la nature des boules et déterminé la partie du rayonnement qui agit sur le potentiel explosif.

I. Variation de l'abaissement ω avec la distance explosive. — Les expériences ont été faites avec des boules platinées ou des boules en laiton. Le radium est placé à 5 centimètres de l'étincelle. Le courant inducteur et le voltage du primaire de la bobine étant constants, on observe les indications de l'ampèremètre thermique pour des distances explosives croissantes jusqu'à la distance maxima.

Voici des résultats obtenus avec des boules platinées :

	C = capacité du condensateur ;					
	I = courant inducteur de la bobine ;					
	d = distance explosive en millimètres ;					
	ω = abaissement explosif relatif.					
(A)	C = 70 U. E. S.,		I = 2 ^a ,3			
	d = 0,5	1	2	3	4	
	ω = 0,07	0,2	0,34	0,19	0,07	
(B)	C = 70 U. E. S.,		I = 3 ^a ,5			
d = 1	2	3	4	5	6	7
ω = 0,18	0,35	0,30	0,23	0,17	0,1	0,03
(C)	C = 158 U. E. S.,		I = 3 ^a ,5			
d = 1	1,5	2	2,5	3	4	
ω = 0,17	0,24	0,28	0,28	0,22	0,19	
(D)	C = 200 U. E. S.,		I = 3 ^a ,5			
	d = 1	2	2,5	3		
	ω = 0,21	0,38	0,36	0,32		

L'abaissement explosif varie avec la distance explosive. Il est *maximum pour une certaine longueur d'étincelle*, faible pour les petites et grandes distances explosives.

Un résultat analogue a été obtenu par Wiedemann et Ebert⁽¹⁾ avec la lumière ultra-violette.

Il n'y a donc aucun intérêt à opérer avec des étincelles dépassant 4 millimètre ou 2 millimètres, la sensibilité diminuant avec la longueur au delà de cette limite.

II. Variation de l'abaissement ω avec l'intensité du rayonnement. — Le micromètre M étant fixe, on observe l'abaissement ω pour différentes distances D du radium au micromètre. L'action du radium sur l'étincelle est due, comme il est démontré plus loin, aux rayons β les moins absorbables c'est-à-dire aux corpuscules négatifs les plus rapides qui sortent du radium. Le nombre de corpuscules reçus en une seconde par le micromètre varie comme l'inverse du

(1) WIEDEMANN et EBERT, *Wied. Ann.*, t. XXXIII, 1888.

carré de la distance D , car celle-ci ne dépassant pas 12 centimètres, l'absorption de la couche d'air est négligeable. Quelques mesures d'absorption m'ont indiqué que l'intensité du rayonnement β était diminuée de $1/20$ au plus par une épaisseur d'air de 15 centimètres.

Voici plusieurs séries d'observations (micromètre à boules platiniées) :

C = capacité du condensateur en *U. E. S.* ;

d = distance explosive en millimètres ;

D = distance du radium à l'étincelle en centimètres.

(A)	$C = 250, \quad d = 0,8$											
$D = 12$	9	8	7	5	4	3	2	1				
$\omega = 0,023$	0,10	0,134	0,19	0,27	0,32	0,39	0,47	0,47				
(B)	$C = 200, \quad d = 0,8$											
$D = 12$	9	8	7	6	5	4	3	2	1			
$\omega = 0,06$	0,16	0,19	0,20	0,24	0,28	0,33	0,37	0,43	0,44			
(C)	$C = 70, \quad d = 2^{mm},5$											
$D = 10$	9	8	7	6	5	4	3	2	1			
$\omega = 0,06$	0,079	0,1	0,13	0,17	0,22	0,27	0,325	0,38	0,45			
(D)	$C = 200, \quad d = 0,8$											
$D = 16$	14	12	10	8	7	6	5	4	3	2	1	
ω { obs. =	0,023	0,047	0,083	0,14	0,18	0,22	0,27	0,32	0,35	0,40	0,45	0,48
{ calc. =	0,020	0,045	0,083	0,13	0,18	0,23	0,27	0,32	0,36	0,40	0,44	0,47

La série D a été obtenue avec un autre échantillon de bromure de radium.

Pour représenter les variations de ω avec l'intensité du rayonnement, on pose :

$$z = \frac{1000}{D^2}.$$

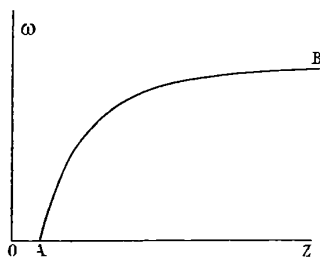


FIG. 2.

Pour une distance D , l'intensité est proportionnelle à z .

Avec les nombres de chaque série on construit une courbe analogue à celle de la fig. 2.

A partir d'une certaine intensité définie par l'abscisse $z_0 = OA$, la couche s'élève rapidement quand z croît pour tendre vers une direction asymptotique parallèle à Oz , c'est-à-dire que l'abaissement ω ne dépasse pas une valeur maximum qui sera l'*abaissement limite*.

On peut représenter les variations de ω en fonction de z par la formule empirique (2) :

$$(2) \quad \omega = \frac{z - z_0}{az + b}$$

Les valeurs des constantes sont les suivantes :

	z_0	a	b
Série A.....	4,2	1,86	58
— B.....	4	2,1	40
— C.....	4	2,13	78
— D.....	3,2	2,1	31

On a indiqué, avec les nombres de la série D, les valeurs calculées par la formule (2).

De ces observations on déduit les lois suivantes :

1° Dans l'air, sous la pression atmosphérique, avec un micromètre à boules *platinées*, l'abaissement explosif croît avec l'intensité du rayonnement actif jusqu'à une valeur limite indépendante de la capacité et de la distance explosive.

La valeur maxima limite est $\omega_l = \frac{1}{2,05}$ ou sensiblement $\frac{1}{2}$. Le potentiel *explosif* est au maximum abaissé de moitié.

L'existence d'une limite a été observée par Herwegg⁽¹⁾ avec les rayons cathodiques. Il a trouvé :

Pour l'air.....	$\omega = 0,56$
— CO ²	$= 0,50$
— H.....	$= 0,66$

l'abaissement limite varie ainsi avec la nature du milieu diélectrique ;

2° Pour que le potentiel explosif soit abaissé, il est nécessaire que l'intensité du rayonnement dépasse une certaine valeur, indépendante de la capacité et de la distance explosive ;

3° Avec des micromètres de nature différente, les lois précédentes

(1) HERWEGG, *Annalen der Physik*, XXIV, 1907.

sont valables, mais la valeur de l'abaissement limite est modifiée.

Avec boules de laiton.....	$\omega l = \frac{1}{2,6}$
— de zinc.....	$\omega l = \frac{1}{3,14}$
— d'aluminium	aucun abaissement net.

L'intensité minima est aussi changée.

Avec le platine $z_0 = 4$, avec le laiton $z_0 = 6$, avec le zinc $z_0 = 10$.
— Le platine est ainsi le métal le plus sensible, comme différents observateurs l'ont constaté avec la lumière ultra-violette et les rayons de Röntgen.

III. Variations de l'abaissement ω avec la pression du milieu gazeux. — Pour ces expériences le micromètre M est placé dans une boîte rectangulaire en cuivre, à l'intérieur de laquelle on peut faire le vide. Une ouverture circulaire est ménagée dans une des parois en face des boules du micromètre. Elle est fermée par une lame d'aluminium de $1/10$ de millimètre d'épaisseur que traverse le rayonnement du radium avant d'agir sur l'étincelle. Les fils du circuit de décharge pénètrent dans la boîte à travers des tubes de verre, isolés des parois par des rondelles d'ébonite. Deux ajutages mettent la boîte en communication avec une trompe et un manomètre barométrique : la pression a varié de 76 centimètres à 5 centimètres de mercure.

Le radium est disposé à une certaine distance du micromètre, et on observe ω pour différentes pressions. Voici quelques résultats correspondants à une distance explosive de $1^{\text{mm}},5$ et une capacité du condensateur de 250 unités. P = pression en centimètres de mercure.

A. — *Le radium est à 3 centimètres de l'étincelle.*

P = 5	8	12	18	28	38	54	76
$\omega = 0,2$	0,3	0,4	0,45	0,46	0,47	0,42	0,37

B. — *Le radium est à 5 centimètres de l'étincelle.*

P = 5	7	11	16	25	33	47	60	68	76
$\omega = 0,13$	0,16	0,23	0,30	0,37	0,38	0,39	0,31	0,20	0,16

C. — *Le radium est à 9 centimètres de l'étincelle.*

P = 8	17	24	34	50	56
$\omega = 0,08$	0,22	0,24	0,30	0,20	0,16

De ces observations on déduit :

1° A intensité constante du rayonnement actif, l'abaissement du potentiel explosif croît à mesure que la pression diminue, atteint un maximum pour décroître ensuite ;

2° Ce maximum se produit pour la même pression quelle que soit l'intensité du rayonnement, pression voisine de 30 centimètres dans le cas de l'air.

3° Ce maximum, toujours inférieur à l'abaissement limite observé sous la pression atmosphérique, tend vers cette valeur limite à mesure que l'intensité du rayonnement croît.

Ces résultats se rapportent à un micromètre à boules platinées — ils sont également vrais avec des boules de laiton. Il y a lieu de remarquer que Wiedemann et Ebert (1) ont constaté avec la lumière ultra-violette l'existence d'un maximum d'action pour une certaine pression inférieure à la pression atmosphérique.

IV. Action du radium sur chaque boule du micromètre. — Dans les observations précédentes, le rayonnement agit sur les deux boules du micromètre et sur l'étincelle elle-même. Il est possible de fixer l'influence des boules en mesurant l'abaissement ω avec des intensités différentes du rayonnement quand celui-ci tombe seulement sur une des boules, l'autre étant garantie par un écran opaque.

Les expériences ont été faites à la pression atmosphérique avec des boules platinées de 1 centimètre de diamètre. Un écran de verre de 5 millimètres d'épaisseur cache soit l'anode, soit la cathode.

(A) Capacité = 70, distance explosive = 2^{mm},3

D = distance du radium à l'étincelle, en cm.

D	=	8	6	5	4	3	2	1,5
ω { Action sur cathode.....	=	0,05	0,09	0,12	0,14	0,23	0,34	0,40
— anode.....	=	0,04	0,08	0,11	0,17	0,24	0,30	0,41

(B) Capacité = 200, distance explosive = 1 mm.

D	=	8	7	6	5	4	3	2	1
ω { Action sur cathode..	=	0,012	0,036	0,083	0,11	0,16	0,23	0,30	0,35
— anode....	=	0,011	0,035	0,046	0,067	0,16	0,19	0,25	0,32

Si on tient compte de la difficulté des expériences, on peut regarder les variations de ω avec l'intensité du rayonnement comme ana-

(1) WIEDEMANN et EBERT, *loc. cit.*

logues pour les deux boules. Elles peuvent être représentées par une courbe semblable à celle de la *fig. 2* et une formule (2).

L'abaissement provoqué par le rayonnement agissant sur chaque électrode tend vers la limite maximum observée avant. — On peut en conclure que l'action sur les boules est prédominante, c'est-à-dire que l'action du radium sur le potentiel explosif est localisée sur les électrodes ou au voisinage immédiat de ces électrodes.

REMARQUE. — On pourrait croire que l'action constatée sur l'anode tient à ce fait que l'étincelle étant oscillante, le radium n'agit sur cette boule que lorsqu'elle est cathode. — En réalité, il n'en est rien, car le rayonnement abaisse le potentiel explosif de la première étincelle qui établit le pont entre les électrodes pour que l'oscillation se produise, et par suite c'est comme anode que la boule est excitée.

V. Étude du rayonnement du radium qui agit sur l'étincelle. — Le rayonnement du radium comprend trois espèces différentes de rayons, les rayons α , β et γ . On peut se demander si les trois rayonnements agissent sur l'étincelle ou si l'un d'eux seul est actif. Il est possible d'éliminer à peu près complètement les rayons α en couvrant le sel de radium d'une lame mince de mica. On peut avec un champ magnétique dévier plus ou moins les rayons β sans dévier les rayons γ et observer les variations correspondantes de l'abaissement ω . Ces observations établissent que *seuls les rayons β sont actifs*.

Voici les expériences relatives au champ magnétique. Le radium est disposé dans le champ magnétique d'un petit électro-aimant. Le micromètre est en dehors du champ, de façon que son étincelle éclate parallèlement aux lignes de force. — Si le champ dévie les rayons actifs, l'abaissement ω sera modifié. On observe donc l'abaissement avec et sans champ magnétique pour des distances différentes D entre le micromètre et le radium.

Exemple :

$D =$	8	6,5	5	4	3,5
$\omega =$	0,27	0,27	0,23	0,35	0,36
$\omega_1 =$	0,08	0,10	0,12	0,23	0,28
$\frac{\omega_1}{\omega} =$	0,30	0,37	0,52	0,65	0,77

$\omega =$ abaissement sans champ magnétique ;

ω_1 — avec champ magnétique ;

D est exprimé en centimètres.

L'action du champ magnétique est nette : les rayons actifs sont déviés, ce sont les rayons β . Ce résultat a été déjà trouvé par Berti (1).

Il y a lieu de remarquer que le rapport $\frac{\omega_1}{\omega}$ augmente rapidement à mesure que la distance D diminue. Si les rayons β agissaient uniquement sur l'étincelle, comme celle-ci est un trait de feu de faible largeur parallèle aux lignes de force, le rapport $\frac{\omega_1}{\omega}$ devrait rester sensiblement le même pour les distances de 8 centimètres et 3^{cm},5. La variation notable du rapport conduit à supposer que le rayonnement agit sur une plus grande surface et comme on sait que l'action prépondérante s'exerce sur les boules ou dans leur voisinage, on est porté à la localiser sur les boules elles-mêmes.

Rayons β actifs. — Les rayons β qui sortent du radium sont constitués par des corpuscules négatifs projetés avec des vitesses différentes. On peut se demander si tous les rayons β sont actifs.

Pour répondre à cette question, j'ai fait deux séries d'expériences différentes :

1° Dans une première série, le même champ magnétique agit sur les rayons actifs qui abaissent le potentiel explosif et sur les rayons β qui ionisent l'air dans l'intervalle explosif qui sépare les boules du micromètre.

Le micromètre est séparé du circuit de décharge du condensateur. L'une des boules est reliée à une batterie d'accumulateurs fournissant dans l'intervalle explosif un champ de 800 volts par centimètre, et l'autre à un électromètre Curie qui mesurera le courant limite dû aux ions séparés dans l'intervalle explosif par le radium. Celui-ci est comme avant placé dans le champ magnétique du petit électro-aimant, le micromètre à étincelle étant au dehors. On observe le courant limite avec et sans champ, pour différentes distances D du radium au micromètre.

Les résultats sont indiqués dans le tableau suivant :

D = 8 ^{cm}	6,5	5	4	3,5
I = 151	163	200	190	208
i = 36	39	81	114	137
$\frac{i}{I} = 0,23$	0,23	0,40	0,60	0,65
$\frac{\omega_1}{\omega} = 0,30$	0,37	0,52	0,65	0,77
I est le courant limite sans champ magnétique				
i	—	avec	—	

1) BERTI, *Il Nuovo Cimento*, 1903.

Ils sont exprimés en millimètres de l'échelle de l'électromètre. Ils croissent lorsque la distance D diminue, parce que le rayonnement du radium qui s'éparpille à la sortie de la source rencontre un intervalle d'air plus grand.

Aux nombres de ce tableau, sont adjoints, dans la dernière colonne, les rapports $\frac{\omega_1}{\omega}$ du tableau précédent, qui représentent l'action du même champ magnétique sur les rayons agissant sur l'étincelle.

On voit que le rapport $\frac{i}{I}$ est toujours plus petit que $\frac{\omega_1}{\omega}$ pour les mêmes valeurs de D , du champ magnétique et le même intervalle explosif. Les rayons actifs sont donc proportionnellement moins déviés que ceux qui ionisent l'air, c'est-à-dire que, parmi tous les corpuscules β qui sont émis par le radium, ce sont les *moins déviables c'est-à-dire les plus rapides qui abaissent le potentiel explosif*.

2° Cette conclusion découle également de l'étude de l'absorption par une lame métallique mince des corpuscules β qui agissent sur l'étincelle.

Lorsque le radium est séparé du micromètre par une couche d'air d'épaisseur D , l'abaissement ω est donné en fonction de l'intensité z par la formule (2).

$$\omega = \frac{z - z_0}{az + b}.$$

Si on place sur le radium une lame absorbante d'épaisseur δ très faible vis-à-vis de D , et d'indice d'absorption K pour les rayons actifs, on diminue l'intensité z qui devient z' telle que :

$$z' = ze^{-K\delta}.$$

La nouvelle valeur ω_1 de l'abaissement du potentiel explosif est :

$$\omega_1 = \frac{z - z'_0}{az + b},$$

dans laquelle

$$z = \frac{1000}{D^2},$$

$$z'_0 = z_0 e^{K\delta}, \quad b' = b e^{K\delta}.$$

Si on détermine les coefficients z_0 , b sans lame absorbante et z'_0 et b' avec lame absorbante, on tire K .

L'observation consiste ainsi à mesurer l'abaissement ω pour diffi-

rentes positions du radium avec et sans lame absorbante, à établir dans les deux cas la formule (2) et déduire des constantes la valeur K.

Voici les résultats :

	Aluminium	Platine	Fer	Nickel	Cuivre
δ en millimètres. . . .	= 0,92	0,105	0,26	0,2	0,1
K —	= 1,26	16,5	3,7	3,4	4,4
λ —	= 1,60	19,5	4,9	7	7,28

Les coefficients λ sont les indices d'absorption des mêmes lames mesurés par un procédé électrométrique d'ionisation, c'est-à-dire rapportés à tous les rayons β du radium qui ionisent l'air, et aux rayons γ .

On voit que les coefficients λ sont plus élevés que les coefficients K ; donc les rayons β qui abaissent le potentiel explosif sont les moins absorbables ou les plus rapides des rayons β du radium.

(A suivre.)

PRODUCTION RAPIDE D'UN VIDE ASSEZ AVANCÉ A L'AIDE DE LA CHAUX.

QUELQUES EFFETS

DE LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE DANS LES TUBES A VAPEUR D'EAU;

Par M. A. HENRY.

I. Il est possible, sans trompe à mercure, d'atteindre rapidement un vide assez avancé; il suffit de posséder une machine pneumatique ordinaire ou une trompe à eau, à la condition de recourir, comme auxiliaire, à la vapeur d'eau.

En principe, on remplit de vapeur d'eau pure le récipient où l'on veut faire le vide; puis on absorbe celle-ci par un corps bien choisi.

Parmi les nombreux procédés possibles, l'un des plus commodes consiste à prendre la chaux éteinte comme générateur de vapeur d'eau, et son résidu, la chaux vive, comme absorbant.

Soit R le récipient à vider, supposé muni en A et B de robinets bien travaillés. Il est mis en communication du côté A (*fig. 1*) avec un tube de verre mince dont le diamètre est de 3 centimètres environ, contenant à peu près 20 grammes de chaux éteinte et du côté B avec un autre tube de même diamètre, rempli de potasse caustique sur une longueur de 40 centimètres. Ce tube à potasse est relié à la machine pneumatique ou à la trompe à eau.

Tandis que fonctionne la machine pneumatique ou la trompe à eau, on élève la température du tube à chaux avec une lampe à alcool. La vapeur d'eau se produit en abondance et balaye le récipient R; afin de l'empêcher de transporter de la chaux, il est bon de placer avant l'extrémité A un tampon d'amiante.

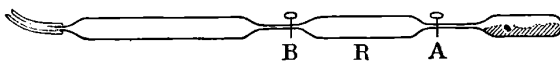


FIG. 1.

Après quelques minutes de chauffe, on ferme le robinet B et on laisse l'appareil se refroidir. La chaux réabsorbe la vapeur d'eau en un quart d'heure environ. Il suffit de fermer le robinet A et de détacher le tube à chaux; on a ainsi un vide assez avancé. A défaut de robinets, les extrémités A et B seront étirées au préalable, afin que l'on puisse les fermer à la lampe dans l'ordre indiqué.

Dans l'un des essais, R avait la forme d'un long tube barométrique ayant 2^{cm},5 de diamètre, il fut fermé à la lampe, puis ouvert sur une cuve à mercure bien pur. En comparant la hauteur mercurielle à celle d'un bon baromètre Tonnelot, on a évalué la pression dans la chambre barométrique. En ramenant la pression à ce qu'elle était, lorsque la vapeur était répandue dans tout le volume, on a trouvé 2/10 de millimètre. Le résultat donné par comparaison avec le baromètre Tonnelot a été vérifié en réduisant de moitié le volume de la chambre barométrique du tube à vapeur d'eau. D'ailleurs cette vapeur pendant ces expériences était loin d'être saturante.

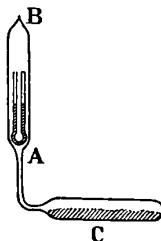


FIG. 2.

Cette pression peut différer suivant la quantité d'eau perdue par la chaux; l'aspect de la décharge électrique dans des tubes ainsi vidés le montre nettement.

On peut le mettre en évidence aussi en prenant le tube représenté par la *fig. 2*. C renferme la chaux et AB contient un manomètre à mercure. Le vide y est réalisé comme plus haut. Mais si la fermeture en B a été faite après un léger chauffage de C, il suffit de réchauffer le tube à chaux même légèrement pour voir reparaître une pression; deux tubes préparés à peu près dans les mêmes conditions n'ont pas donné à 100° la même pression. Si la fermeture suit un chauffage plus prolongé, l'absorption est plus rapide; puis le tube porté à 250° ne donne pas d'accroissement de pression. En le soumettant de nouveau à la flamme de la lampe à alcool, une pression reparaît. De tels tubes permettront de voir si la chaux éteinte possède une tension de dissociation. Quoi qu'il en soit, pour obtenir le vide le plus avancé, on se placera dans le deuxième cas.

Dans ces opérations le verre n'est pas attaqué par la chaux. Cette dernière peut se régénérer en l'abandonnant à l'air humide. Ces expériences ont été faites avec la chaux du marbre. La baryte hydratée conduit à des résultats analogues; mais elle émet des gaz dans le vide, qui font perdre au tube à vapeur d'eau ses propriétés; la chaux est donc préférable sous ce rapport.

Le vide atteint correspondrait par litre à une masse de vapeur d'eau inférieure à 1/3 de milligramme.

Les balances sensibles ordinaires présentent cette limite de sensibilité; par suite, dans bien des expériences, on pourrait considérer le récipient comme vidé parfaitement.

II. Ces tubes à vapeur d'eau, que l'on peut préparer en quelques minutes, conviennent bien pour l'enseignement, quand il s'agit de montrer certains effets de la décharge électrique.



FIG. 3.

Soit un tube à deux électrodes d'aluminium encore solidaire du réservoir à chaux où le vide est réalisé (*fig. 3*).

La décharge d'une bobine de Ruhmkorff provoque à l'opposé de la cathode une belle fluorescence jaune verdâtre, la tache se déplace à l'approche d'un aimant. Ces tubes donneraient donc des rayons cathodiques comme l'ampoule de Crookes. Ils permettent de réaliser

l'expérience de la croix portant ombre sur le verre et d'autres se rapportant aux rayons cathodiques. Il suffit pour cela d'une petite bobine de Ruhmkorff donnant environ 1 centimètre d'étincelle.

Veut-on manifester les différents aspects de la décharge dans le même tube, on élève progressivement la température de la chaux; la fluorescence diminue peu à peu, puis des strates envahissent le tube, qui présente ensuite l'aspect des tubes de Geissler.

En abandonnant l'appareil à lui-même, en moins de cinq minutes, les mêmes apparences se succèdent en sens inverse.

Un long tube sans électrode, vidé de même, s'illumine dans toute sa longueur quand on le présente à l'un des pôles d'un petit transformateur de Tesla actionné par la bobine précédente. Chose curieuse: la partie du verre opposée à l'extrémité du fil du secondaire prend une belle fluorescence jaune verdâtre; cette tache est déplacée par l'aimant; même résultat avec l'ampoule de Crookes; mais aucune fluorescence jaune avec les lampes à incandescence. il faudrait donc admettre que le vide dans le tube à vapeur d'eau dépasse celui des lampes à incandescence et qu'il atteint le $1/1000$ de millimètre environ. Cette conclusion est en contradiction avec la mesure de pression faite précédemment. Dès lors se présente l'hypothèse que les rayons cathodiques offrent dans la vapeur d'eau les mêmes aspects que dans l'ampoule de Crookes à des pressions bien supérieures à celles que l'on a indiquées jusqu'ici pour d'autres gaz. Dans le but de le vérifier, le tube de la *fig. 2* est chauffé jusqu'à ce que la pression dépasse 1 millimètre de mercure, puis il est présenté au pôle du transformateur: la tache jaune verdâtre apparaît encore; la pression est accrue peu à peu; la tache va en s'affaiblissant; mais elle ne disparaît définitivement que vers 5 millimètres de mercure.

Dans ces tubes naissent bien des rayons cathodiques, la vérification en est faite à l'aide du tube focus (*fig. 4*) préparé de la même manière.

Le verre acquiert une fluorescence jaune verdâtre; les rayons sont déviés par l'aimant; ils donnent au carbonate de calcium placé dans l'ampoule une belle fluorescence rose. Leur choc contre une lame de platine provoque la formation de rayons X. Le tube précédent, aminci en face de la lame de platine, a permis de décharger rapidement un électroscope; il donne une belle fluorescence au platino-cyanure de baryum, enfin il impressionne une plaque photographique enveloppée de papier noir.

Dans ce tube on peut augmenter la pression de la vapeur d'eau en élevant la température de la chaux; la fluorescence du verre devient moins vive, les rayons X sont affaiblis; mais l'aspect général de la décharge reste le même. La fluorescence persiste encore au-dessus de 2 millimètres.

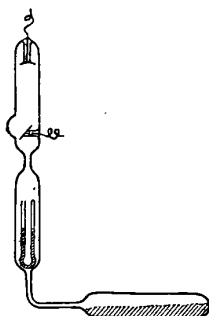


FIG. 4.

Il est donc démontré que, dans la vapeur d'eau, à une pression de l'ordre du millimètre de mercure, on peut obtenir des phénomènes analogues à ceux que présente l'ampoule de Crookes.

Ces tubes offrent au passage de la décharge une faible résistance comparativement à celle des ampoules de Crookes. Pour la même distance d'électrodes, la décharge ne traversait le tube de Crookes que sous une différence de potentiel correspondant à 4^m,5 d'étincelle, tandis qu'elle passait dans le tube à vapeur d'eau dès 2 millimètres d'étincelle.

Cette faible résistance est encore mise en évidence par un tube sans électrode d'une longueur de 1^m,50; tenu par un bout et présenté par l'autre extrémité à un pôle du transformateur, donnant 4 centimètres d'étincelle, il s'illumine dans toute sa longueur. Comme on n'utilise ainsi que la moitié de la différence de potentiel aux pôles du transformateur, on peut prévoir qu'un tube en forme d'arc placé entre les pôles s'illuminerait sur une longueur d'au moins 3 mètres.

Dès les premiers instants le tube ne s'illumine pas; il est nécessaire de produire une ionisation à l'aide d'un champ puissant, par exemple celui du transformateur de Tesla.

Les propriétés des tubes à vapeur d'eau sont assez surprenantes. Sont-elles dues à l'existence d'oxygène, d'ozone et d'hydrogène consécutifs de la décharge?

Le rayon parti de la cathode serait-il entretenu dans sa marche par une espèce d'énergie chimique ?

L'ozone se forme bien pendant la décharge; car le mercure du manomètre se recouvre d'une couche noire d'oxyde.

On constate que l'aluminium se couvre à la longue d'un enduit blanc très peu conducteur, qui paraît être de l'alumine. Ces derniers effets sont surtout très nets, quand la décharge se produit sous une pression voisine du millimètre.

D'autres recherches seront poursuivies sur ces tubes et sur d'autres remplis de fluides différents.

LA CRISTALLISATION DE L'EAU SURFONDUE;

Par M. BORIS WEINBERG.

Pour montrer dans une expérience de cours le phénomène de la surfusion de l'eau, j'ai eu l'idée d'avoir recours à une méthode qui permettrait le libre développement des cristaux et j'ai introduit dans l'eau surfondue un petit morceau de glace, contenu dans un tube de verre finement effilé. Cette expérience, exécutée la première fois par M. Michel Iwanow, donna des résultats inattendus : quand la cristallisation atteignait le bout du tube, à ce bout commençait à croître un cristal qui avait la forme d'une étoile rectangulaire bien semblable aux cristaux caractéristiques de neige. L'abondance des ramifications et la vitesse de cristallisation étaient d'autant plus grandes que la température de l'eau surfondue était plus basse.

Les surfusions de $-0^{\circ},3$ à -1° donnaient des petites étoiles avec des ramifications minces et peu nombreuses (*fig. 1*). Des surfusions plus grandes (de -1° à -3°) produisaient des étoiles et des ramifications si développées que ces étoiles ressemblaient à des lamelles sexangulaires. Le plan des étoiles contenait la direction du bout de tube, de sorte que ce bout étant vertical, une lamelle assez grande divisait le vase avec l'eau surfondue en deux compartiments. Des surfusions plus grandes que -3° (surtout si le bout de tube n'était pas assez étroit) donnaient naissance à plusieurs lamelles orientées sous différents azimuts; toute la masse prenait la consistance d'un gruau et ressemblait beaucoup à la « glace du fond ».

Les cristaux consistent souvent en plusieurs étoiles de différentes dimensions combinées ensemble et ayant leurs plans, leurs rayons principaux et même leurs ramifications parallèles.

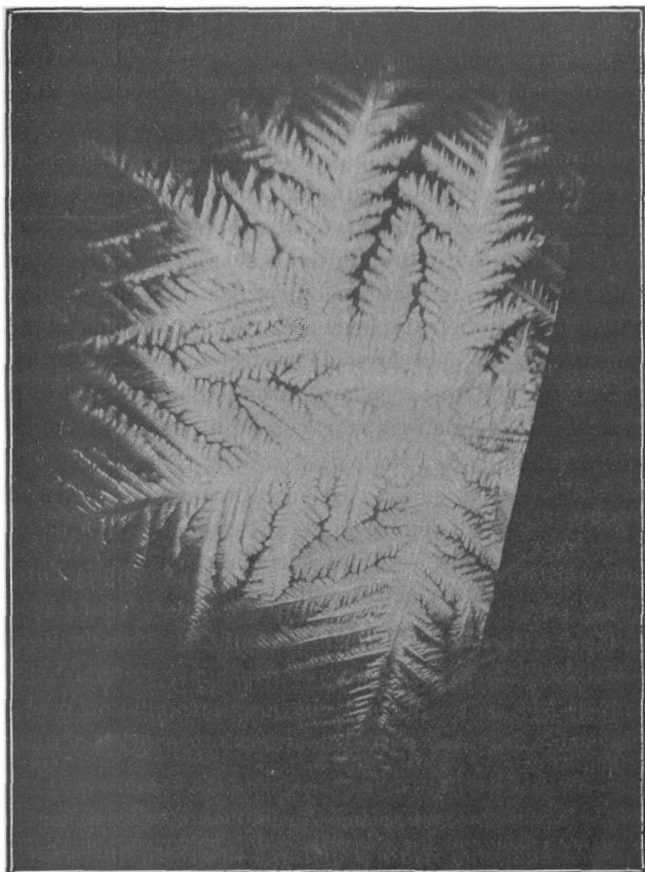


FIG. 1.

Si une étoile se brise, chaque morceau monte avec des petites oscillations de la normale à son plan autour de la direction verticale et atteint ainsi la surface. Cette circonstance permet d'expliquer la verticalité de l'axe optique dans la glace des lacs et des rivières.

Le développement de ces cristaux de neige artificiels est facilement projeté sur un écran si l'on pose le vase (un ballon, un verre, un

crystalliseur) avec l'eau surfondue dans un autre vase avec des parois planes et parallèles contenant de l'eau à une température à peine supérieure à la température de rosée de l'air ambiant. L'eau surfondue peut avoir une origine quelconque (distillée, de la conduite, etc.), mais on doit prendre garde que le mélange réfrigérant (la glace pilée arrosée d'une forte solution de NaCl) ne soit pas trop froid (les meilleures températures sont de -4° à -6°) et que son niveau soit inférieur au niveau de l'eau qu'on doit surfondre. La projection est surtout brillante si l'on dispose le vase entre deux nicols croisés (c'est ainsi que la photographie ci-dessus fut faite; amplification: 3×1). Alors l'étoile, qui se développe progressivement, se détache sur un fond sombre, devient de plus en plus blanche à mesure de l'accroissement de son épaisseur (laquelle est de l'ordre d'un dixième de millimètre) et puis reçoit les colorations de polarisation chromatique. On peut aussi démontrer que ce cristal est optiquement uniaxe; si l'on tourne le tube effilé de sorte que le plan de l'étoile soit perpendiculaire aux rayons qui passent entre les deux nicols croisés, l'image de l'étoile disparaît.

Les mesures exactes de ces cristaux pourront être faites en hiver quand il sera facile de rendre leur existence moins passagère. Les dimensions de ces étoiles — à une surfusion suffisante, de -2° par exemple — dépendent principalement des dimensions du vase qui contient l'eau surfondue; j'ai souvent obtenu des étoiles larges de 8-12 centimètres.

THE PHYSICAL REVIEW;

T. XXIV et XXV; 1907..

H. MINCHIN. — On the coefficient of expansion of fused quartz
(Dilatation du quartz fondu). — P. 4-21.

La dilatation est mesurée par le déplacement des franges d'interférences; les mesures sont poussées jusqu'à 950° ; au delà de cette température, on est arrêté par la lumière émise par le quartz lui-même. On n'a observé ni les variations brusques de dilatation annoncées par Le Châtelier, ni aucun effet résiduel (ou de trempe). La

valeur moyenne du coefficient de dilatation est :

$$\alpha = 44,9 \times 10^{-8}.$$

C. STUDLEY. — On the magnetic susceptibility and temperature coefficients of CuSO_4 and MgSO_4 solutions (Susceptibilité et coefficient de température de SO_4Cu et SO_4Mg en solutions). — P. 22-28.

H. MARCH. — Magnetic susceptibility of mixtures of solutions (Susceptibilité de mélanges liquides). — P. 29-36.

La méthode employée est celle de Quincke et du Bois : le liquide est renfermé dans un tube de verre dont une branche étroite et inclinée à 45° passe entre les pièces polaires d'un électro. Le niveau du liquide est entre ces pôles, et on mesure son déplacement par production du champ.

On a employé, entre autres corps, l'eau, l'alcool et des solutions de sels d'aluminium, de cuivre et de manganèse ; ces derniers corps ont été choisis parce que les métaux correspondants entrent dans les alliages magnétiques de Heussler. Dans tous les cas examinés, la susceptibilité est apparue comme une propriété nettement additive,

W. FRANKLIN et L. FREUDENBERGER. — A new type of alternating current galvanometer of high sensibility (Galvanomètre sensible pour courant alternatif). — P. 37-41.

C'est un galvanomètre Kelvin où les petits aimants sont remplacés par des aiguilles de fer doux.

J. ZELENY et R. SMITH. — The vapor pressure of carbonic acid at low temperatures (Tension de vapeur de CO_2 aux basses températures). — XXIV, p. 42-49, et XXV, p. 490-492.

Les mesures sont faites, avec CO_2 liquide, entre -7° et -65° , pour CO_2 solide, entre -56° et -134° . La température du point triple est égale à $-56,4$.

J. ALMY. — The spark discharge in gases and vapours (Décharge électrique dans les gaz et les vapeurs). — P. 50-59.

Étude expérimentale de la loi de Paschen. Les résultats sont favorables à l'hypothèse de Röntgen, d'après laquelle le potentiel

explosif est une fonction de la distance moyenne de libre parcours des molécules.

Mc CHEYNE GORDON. — The capacity and resistance of aluminium anode films (Capacité et résistance des anodes d'aluminium). — P. 60-71.

Étude des soupapes électrolytiques.

W. COBLENTZ. — Infra-red emission spectrum of burning carbon disulphide (Spectre d'émission de la flamme de CS²). — P. 72-76.

Le spectre d'absorption de CS² contient une large bande d'absorption vers 6,8 μ et deux autres bandes plus fines vers 4,6 et 11,65 μ ; le spectre d'émission présente les maxima pour 4,35, 6,75 et 7,45 μ . L'auteur estime que cette quasi coïncidence des deux spectres est de règle pour les flammes qui donnent des éléments acides, comme CO², H²S, SO².

H. GOODWIN et H. WENTWORTH. — On the ionization of fused salts (Ionisation des sels fondus). — P. 77-92.

On étudie la force électromotrice de chaînes de concentration à électrodes d'argent et dont les liquides sont constitués par de l'azotate ou du chlorate d'argent en solution dans NaAzO³ fondu. La différence des forces électromotrices calculées et mesurées permet d'évaluer le degré de dissociation; pour le chlorate d'argent, aux concentrations employées, la dissociation est presque complète.

B. DAVIS. — Energy necessary to ionize a molecule by impact of negative ions (Energie nécessaire pour ioniser une molécule par choc d'ions négatifs). — P. 93-102.

On établit une expression théorique de cette énergie et on en fait l'application à l'air, l'hydrogène, l'azote et l'anhydride carbonique, en utilisant les expériences de Townsend et de Hurst.

E. IVES. — Threecolor interference pictures (Photographie des couleurs trichromes par interférence). — P. 103-107.

C'est un développement du procédé trichrome où les trois cou-

leurs constituantes forment des lignes parallèles juxtaposées ; mais ces couleurs élémentaires sont obtenues non à l'aide de pigments, mais par le procédé de Lippmann.

E. ADAMS. — The absorption of alpha rays in gases and vapors (Absorption des rayons α par les gaz et les vapeurs). — P. 108-114.

Le principe de la méthode consiste à déterminer la plus petite épaisseur de milieu absorbant qui, interposée entre une source de rayons α (polonium) et un écran au sulfure de zinc, fait disparaître la scintillation. On trouve que cette épaisseur est inversement proportionnelle à la pression et à la somme des racines carrées des poids atomiques des éléments constituants du gaz.

F. BAILEY. — The latent heat of recalescence in iron and steel (Chaleur latente de recalescence dans le fer et l'acier). — P. 129-151.

Il n'existe ni une température, ni une quantité de chaleur définies pour la transformation de recalescence. Le métal existe, en équilibre approximatif, sous deux états différents dont les proportions varient avec la température.

G. PIERCE. — Experiments on resonance in wireless telegraph circuits. The electrical oscillations in connected systems of circuits (Résonance dans la télégraphie sans fils). — P. 152-180.

B. DAVIS. — The transformation into an electric current of radiation incident on a moving surface (Transformation en courant électrique de la radiation lumineuse qui touche sur une surface en mouvement). — P. 181-190.

L'auteur a repris une expérience de Bartoli (*Accademia dei Lincei*, 1903) qui semblait indiquer la transformation de l'énergie lumineuse tombant sur une lame en mouvement, en énergie électrique. Les résultats obtenus ont été entièrement négatifs.

H. BEARCE. — The elastic modulus for small loads at the elastic limit (Le module d'élasticité au voisinage de la limite d'élasticité). — P. 191-194.

Il y aurait une légère augmentation du module d'Young au voisinage de la limite d'élasticité.

C. PROCTOR. — Index of refraction and dispersion with the interferometer (Mesure des indices et de la dispersion à l'aide de l'interféromètre). — P. 193-201.

P. NUTTING. — The luminous equivalent of radiation (Activité physiologique des diverses radiations). — P. 202-213.

L'auteur définit la visibilité d'une radiation de longueur d'onde λ comme le rapport de l'intensité visuelle perçue à l'énergie de cette radiation. La visibilité est une fonction de la forme :

$$V = V_0 e^{-a(\lambda - \lambda_m)^2}$$

où V_0 est une constante, $\lambda_m = 5,10$ (correspondant à $510 \mu\mu$) et $a = 4$. L'auteur discute également l'application de la loi de Fechner aux sensations lumineuses.

K. GUTTE et C. VON EUDE. — Standard cells (Piles étalons). — P. 214-221.

Étude des étalons Latimer Clark et au cadmium.

E. NORTHROP. — An optical device for deflection instruments (Dispositif optique pour appareils oscillants). — P. 222-223.

Il arrive souvent que la partie mobile d'un galvanomètre éprouve des oscillations autour d'un axe horizontal, qui rendent difficile l'observation du spot sur l'échelle. Ce défaut est entièrement éliminé en substituant au miroir unique deux miroirs plans formant entre eux un angle dièdre, d'arête horizontale, et égal à 90° ; les rayons lumineux qui vont de la source à l'échelle se réfléchissent successivement sur ces deux miroirs.

A. ZELENY. — Modifications of the Maxwell-Rayleigh and Anderson methods for the measurement of the coefficient of the self-induction (Mesure du coefficient de self-induction). — P. 257-268.

Mise au point des méthodes de Maxwell-Rayleigh et d'Anderson.

W. HEALD. — The absorption of hydrogen by metal films
(Absorption d'hydrogène par les pellicules métalliques). — P. 269-275.

Une mince pellicule de métal, cadmium, zinc, argent, acier, platine ou aluminium, est produite par vaporisation dans une atmosphère d'hydrogène ; on constate alors une diminution progressive de pression qui peut durer plusieurs heures et qui tient à l'absorption de l'hydrogène par le métal neuf ; le zinc seul ne manifeste pas d'absorption.

Mc LENNAN et WRIGHT. — On the susceptibility of mixtures of salt solutions
(Susceptibilité des solutions de mélanges de sels). — P. 276-284.

Ce travail porte, comme celui de H. March analysé ci-dessus, sur les sels des métaux (Cu, Al, Mn) qui entrent dans les alliages de Heussler. Comme lui il aboutit à la conclusion qu'en solution aqueuse, la susceptibilité magnétique est une propriété additive.

W. TURNBULL. — Researches on the forms and stability of aéroplanes
(Formes et stabilité des aéroplanes). — P. 285-302.

L'auteur montre, par des expériences, que la loi de Joessel et d'Avanzini n'assure pas la stabilité longitudinale des aéroplanes dans les conditions réalisées jusqu'à présent. Il en est autrement pour un aéroplane à double courbure qui présente, de plus, une force portante considérable.

A. PORTER. — On the nature of optical images
(Nature des images optiques). — P. 303-306.

Expérience de cours pour montrer le mécanisme de formation des images, conforme à la théorie des ondulations.

W. COBLENTZ. — Radiation from selectively reflecting bodies
(Pouvoir réflecteur sélectif). — P. 307-320.

Les roches contenant du quartz, du mica, de l'amphibole et du feldspath présentent des bandes de réflexion métalliques dans l'infra-

rouge, de 8,5 à 10 μ ; dans cette région, le pouvoir réflecteur atteint 50 0/0 pour les silicates et 90 0/0 pour le quartz; or le spectre d'émission de la Lune présente le même caractère; d'où la conclusion que la Lune serait constituée, vraisemblablement, par les matériaux indiqués ci-dessus.

B. HILL. — On the magnetic behavior of certain nickel alloys
(Propriétés magnétiques de quelques alliages au nickel). — P. 321-336.

L'auteur donne les courbes de susceptibilité en fonction de la température pour des alliages à teneur variable du nickel avec le cuivre et l'étain; l'abaissement du point de transformation (où l'alliage cesse d'être magnétique) en fonction de la teneur en métal non magnétique, peut être calculé par la formule de Van t'Hoff; les résultats ainsi obtenus sont loin d'être d'accord avec l'expérience.

W. HARRIS. — Rotation and elliptic polarization produced by iron films in a magnetic field (Rotation et polarisation elliptique produites par des pellicules transparentes de fer placées dans un champ magnétique). — P. 337-348.

Les pellicules sont produites par ionoplastie; celles qui sont déposées dans une atmosphère d'hydrogène possèdent énergiquement le pouvoir rotatoire et la polarisation elliptique; les autres, déposées dans l'azote et dans l'oxygène, possèdent à un bien moindre point ces propriétés; leur aspect prouve en effet qu'elles sont partiellement ou totalement oxydées.

Les résultats obtenus confirment ceux qui ont déjà été publiés par d'autres expérimentateurs; ils montrent que la rotation magnétique du fer est anormale et atteint un maximum pour des valeurs du champ voisines de 10.000.

Des lames de nickel et de cobalt présentent également la polarisation rotatoire magnétique, sans trace d'ellipticité.

A. LONGDEN. — The percentage bridge
(Une modification du pont de Wheatstone). — P. 349-355.

F. WICK. — A spectro-photometric study of the absorbing power and the fluorescence of resorufin (Pouvoir absorbant et fluorescence de la résorufine). — P. 356-378 et p. 407-420.

Les solutions de résorufine possèdent une forte fluorescence dans

le jaune et le rouge ; ces solutions obéissent à la loi de Lambert :

$$I = I_0 e^{-\alpha x},$$

où x représente l'épaisseur traversée. La loi de Beer, d'après laquelle un accroissement de concentration équivaut à une augmentation d'épaisseur, est vraie pour les solutions étendues mais ne s'applique pas aux solutions concentrées. Enfin, un changement de concentration est sans effet sur le spectre de fluorescence.

W. FISHER. — The temperature coefficients of gas viscosity (Influence de la température sur la viscosité des gaz). — P. 385-401.

Sutherland représente la viscosité η , en fonction de la température θ , par une relation de la forme :

$$\eta = \eta_0 \left(\frac{\theta}{273} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1 + \frac{C}{27}}{1 + \frac{C}{\theta}}.$$

Le mémoire est consacré à la comparaison de cette formule avec les résultats obtenus par divers observateurs.

A. TAYLOR. — A method for the determination of electrolytic resistance and capacity, using alternating currents (Mesure de la résistance et de la polarisation des électrolytes au moyen du courant alternatif). — P. 402-406.

On emploie la méthode du pont avec téléphone, en compensant la capacité de polarisation par une self-induction convenable, mise en série sur le même bras du pont.

E. ADAMS. — The effect of a transverse magnetic field on metallic resistance (Influence de l'aimantation transversale sur la résistance). — P. 428-435.

Développement de la théorie de J.-J. Thomson (Voir *Congrès international de Physique*, t. III, p. 138; 1900).

R. WOOD. — A hydraulic analogy of radiating bodies for illustrating the luminosity of the Welsbach mantle (Analogie hydraulique pour expliquer le rayonnement du bec Auer). — P. 436-440.

C. Waidner et G. Burgess. — On the establishment of high temperature scale (Echelle pour les températures élevées). — P. 441-444.

En prenant pour base la loi de rayonnement de Wien et de Planck, les auteurs fixent le point de fusion du palladium à 1546° et celui du platine à 1753°.

J. Mc Lennan. — On the magnetic properties of Heusler's alloys (Propriétés magnétiques des alliages de Heusler). — P. 449-473.

Étude sur la magnétostriction et la perméabilité de quatre de ces alliages contenant 57 à 64 0/0 de cuivre, 23 à 32 0/0 de manganèse et 8 à 16 0/0 d'aluminium.

E. Northrup. — Some newly observed manifestations of forces in the interior of an electric conductor (Forces à l'intérieur d'un conducteur électrique). — P. 474-497.

Lorsqu'on fait passer un courant de plusieurs centaines d'ampères dans un conducteur liquide (mercure, sodium fondu, etc.), contenu dans une gouttière isolante, on voit le liquide s'amincir en son milieu et parfois même se couper en deux. Ce phénomène et plusieurs autres analogues s'expliquent par les forces existant à l'intérieur d'un conducteur traversé par un courant : le conducteur peut être décomposé en filets dont chacun est parcouru par un courant élémentaire, produisant autour de lui un champ magnétique ; si le conducteur est cylindrique creux, de rayon extérieur R , de rayon intérieur d , et le flux de courant uniforme, le champ intérieur du cylindre, à une distance r de son axe, est :

$$T = 2I \frac{r^2 - d^2}{(R^2 - d^2)r}$$

I étant l'intensité du courant. Ce champ donne naissance, à l'intérieur du conducteur, à une pression hydrostatique dont la valeur est $F = 2\pi I_1 r$, I_1 représentant l'intensité par unité de section ; cette force, proportionnelle à la distance, est analogue à celle que la gravitation crée à l'intérieur d'une sphère pesante. Un certain nombre d'expériences, décrites dans ce mémoire, manifestent son existence et ses effets.

- C. CHILD. — The determination of potential by carbon pencils (Mesure des potentiels avec un crayon de carbone). — P. 498-507.

Entre un charbon chaud et les gaz environnants existe une force électromotrice qui dépend en grandeur et en signe de la température du charbon et qui peut introduire une erreur quand on prend le potentiel d'un gaz à l'aide d'un crayon de carbone.

- L. AUSTIN. — The high resistance contact thermo-electric detector for electrical waves (Chercheur d'ondes hertziennes par contact thermo-électrique à haute résistance). — P. 508-510.

Dans les meilleures conditions de sensibilité, la résistance du contact thermo-électrique est comprise entre 1000 et 3000 ohms, et un courant alternatif compris entre 10^{-6} et 3×10^{-7} ampères y produit une déviation du spot égale à 1 millimètre.

- L. DENNIS et L. HAWLEY. — Upon the chemical nature of the radium emanation (Nature chimique de l'émanation du radium). — P. 511-514.

Rutherford estime que l'émanation ne peut être due à l'activation par les rayons α d'un des gaz du groupe de l'argon, car il obtient la même activation en faisant passer sur le thorium de l'air ou du gaz carbonique. Les expériences de l'auteur ne contredisent pas cette opinion, qui paraît cependant peu acceptable, d'après les expériences de Ramsay.

- C. MENDENHALL et L. INGERSOLL. — The melting points of rhodium and iridium, and the use of the Nernst glower in high temperature measurements (Points de fusion du rhodium et de l'iridium et emploi de la lampe Nernst pour la mesure des hautes températures). — P. 1-15.

On place une parcelle du métal dont on veut déterminer le point de fusion sur le bâtonnet de la lampe Nernst ; on élève la température jusqu'à fusion et on détermine la température en mesurant au spectrophotomètre l'intensité de la radiation $\lambda = 606 \mu\mu$. On admet 1063° pour le point de fusion de l'or ; mais pour le platine il y a hésitation entre les nombres 1743° (donné par Waidner et Burgess) et

1709° (donné par Holborn et Valentiner). Suivant que l'on accepte le premier ou le second de ces deux nombres, la méthode donne, pour le rhodium 1907 ou 1968° et pour l'iridium, 2292 ou 2388°. Le bâtonnet lui-même fond à 2380 ou 2490°.

G. HULETT. — Mercurous sulphate, cadmium sulphate and the cadmium cell (Sulfates de mercure et de cadmium et pile au cadmium). — P. 16-30.

Étude des étalons Latimer Clark et au cadmium.

G. PIERCE. — Crystal rectifiers for electric currents and electric oscillations. Part. I, carborundum (Redresseurs d'ondes cristallins. Carborundum). — P. 31-60.

Le général Dunwoody a découvert, en 1906, qu'une masse cristalline de carborundum, placée entre deux électrodes métalliques reliées à une pile et à un téléphone, joue le rôle d'un détecteur d'ondes hertziennes. Le présent travail confirme cette propriété et montre qu'elle est possédée par nombre d'autres cristaux. De plus, le carborundum interposé dans un circuit joue le rôle de soupape : avec un échantillon, sous 10 volts, le courant est 100 fois plus grand dans un sens que dans l'autre. Avec un échantillon platiné d'un seul côté, sous 35,4 volts, le courant dans un sens est 527 fois plus grand que le courant inverse. Lorsque l'intensité croît, l'effet en question s'atténue.

Cette propriété permet de mesurer les courants alternatifs, et en particulier les courants téléphoniques, à l'aide de galvanomètres à courant continu.

A. TAYLOR. — Theory of the control of the alternating current galvanometer (Galvanomètre à courants alternatifs). — P. 61-63.

C'est un d'Arsonval dont le champ est produit par un électro excité par la même source que celle qui envoie le courant à mesurer.

W. CARTMEL. — The extra-transmission of electric waves (Transmission anormale des ondes électriques). — P. 64-69.

Discussion des expériences de Blake et Fountain (1).

(1) *Physical Review*, XXIII, p. 357; 1906.

W. HOLMAN. — Fatigue and recovery of photo-electric current (Effet de fatigue et de réapparition dans les phénomènes photo-électriques). — P. 81-87.

Quand on fait tomber la lumière de l'arc sur une lame métallique (surtout une lame de zinc), il y a projections des charges électriques négatives de cette lame. Cet effet s'atténue peu à peu, surtout si on fait fonctionner la lame comme cathode, ce qui la purge de l'hydrogène occlus. Au contraire, l'effet photoélectrique s'accroît si, ayant fait fonctionner la lame comme anode, on accroît sa teneur en hydrogène.

H. DORSEY. — Coefficient of linear expansion at low temperatures (Coefficient de dilatation linéaire aux basses températures). — P. 88-102.

Emploi de la méthode de Fizeau à l'étude de la dilatation de divers métaux, Sb, Cd, Bi, Cu, Au, Fe, Pt, Ag, Sn, du verre et du quartz, entre la température ordinaire et celle de l'air liquide.

G. WINCHESTER. — The effect of temperature upon the discharge of electricity from metals illuminated by ultra-violet light (Effet de la température sur la décharge des métaux éclairés par la lumière ultra-violette). — P. 103-114.

Les expériences de déperditions, effectuées pour divers métaux, dans un vide égal à $0^{mm},00001$, ne manifestent aucune modification lorsqu'on élève la température jusqu'à 350° . D'ailleurs, il ne paraît pas y avoir de relation entre la température de fusion des divers métaux et l'activité de leur décharge par la lumière ultra-violette. Des résultats différents ont été obtenus par d'autres observateurs, mais les métaux illuminés étaient placés non dans le vide, mais dans une atmosphère gazeuse.

J. COFFIN. — The effect of frequency upon the capacity of absolute condensers (Influence de la fréquence sur la capacité des condensateurs étalons). — P. 123-135.

Étude purement mathématique, où on ne tient aucun compte des phénomènes de résidu.

A. SMITH. — Heat of evaporation of water
(Chaleur d'évaporation de l'eau). — P. 145-170.

L'évaporation est produite par un courant d'air sec. Dans ces conditions, la chaleur d'évaporation, aux températures comprises entre 14° et 40° C. est, en joules internationaux :

$$L = 2502,5 - 2,43t,$$

avec une erreur maxima de 0,3 joules. Cette chaleur d'évaporation est indépendante de la pression.

W. MAGIE. — Specific heat of solutions
(Chaleur spécifique des solutions). — P. 171-183.

Pour les solutions aqueuses d'électrolytes, l'eau est modifiée par le sel dissous, de telle sorte que sa capacité calorifique et son volume spécifique sont diminués. L'ensemble des résultats obtenus s'explique en admettant que chaque ion d'électrolyte est entouré d'un certain nombre de molécules d'eau qui sont dans sa sphère d'influence; le nombre de ces molécules associées à chaque ion ne paraît pas dépendre de la concentration.

K. OGURA et C. STEINMETZ. — Inductance of a straight conductor
(Inductance d'un conducteur rectiligne). — P. 184-199.

C. CULVER. — A study of the propagation and interception of energy in wireless telegraphy. Part I (Sur la propagation et l'absorption de l'énergie en télégraphie sans fils). — P. 200-223.

Étude systématique de la valeur relative des différents types de récepteurs et d'antennes. En plus de cette étude technique, l'auteur suggère et défend, par des arguments très sérieux, l'opinion que l'énergie n'est pas transportée, en télégraphie sans fil, par l'éther ambiant, mais par des oscillations électriques qui ont leur siège dans la couche la plus superficielle de la terre ou de l'océan.

F. PEDERSEN. — The influence of molecular structure upon the internal friction of certain isomeric ether gases (Influence de la structure moléculaire sur le frottement interne de certains éthers gazeux isomères). — P. 225-254.

O.-E. Meyer (*Theorie cinétique des gaz*, p. 179; 1899) donne, pour le frottement interne d'un gaz la formule :

$$\eta = \frac{MG}{4\pi S^2},$$

où M est la masse de la molécule; G, la vitesse moyenne; S, la distance entre 2 molécules au contact. Pour les composés isomères, M et G ont les mêmes valeurs, et les différences de η doivent être attribuées aux variations de S, ou du volume moléculaire.

L'auteur a mesuré η , par l'écoulement dans un tube capillaire, pour un certain nombre d'éthers gazeux; les valeurs des volumes moléculaires, tirées de la formule ci-dessus, sont concordantes avec celle qu'on peut obtenir par la loi de Kopp.

C. FOUNTAIN et F. BLAKE. — The distribution of energy emitted by a Righi vibrator (Distribution de l'énergie émise par un excitateur de Righi). — P. 255-273.

L'énergie est recueillie par un récepteur thermo-électrique Clémencic, et on détermine à chaque distance de l'excitateur et pour chaque orientation du récepteur, la grandeur de cette énergie.

J. SHEDD et J. BIRCHBY. — A study of the reversible pendulum (Etude théorique du pendule réversible). — P. 274-293.

W. FRANKLIN et L. FREUDENBERGER. — Measurement of electrolytic resistance (Mesure de la résistance des électrolytes). — P. 294-302.

Deux des bras d'un pont de Wheatstone sont constitués par des circuits inductifs; sur le pont est placé un téléphone ou un galvanomètre pour courants alternatifs du modèle décrit précédemment. Autour d'un des circuits est placé un vase annulaire dans lequel on peut verser l'électrolyte; quand on introduit cette électrolyte, il constitue autour de la bobine qu'il entoure un circuit secondaire dont l'induction trouble l'équilibre du pont. On rétablit l'équilibre en in-

trouissant autour du deuxième bras une résistance, faite d'un seul tour de fil, et égale à la résistance à mesurer de l'électrolyte. Cette méthode, qui paraît donner de bons résultats, présente le grand avantage de supprimer complètement les électrodes et, par suite, les phénomènes de polarisation.

J. ZELENY. — The discharge of electricity from pointed conductors differing in size (Etude de la décharge par les pointes). — P. 305-333.

Étude de la décharge, dans l'air sec, entre une pointe et un disque plan. Les pointes faites de fils cylindriques assez longs, dont l'extrémité est plane ou arrondie, sont d'un emploi commode et donnent des résultats qui ne dépendent que du diamètre des fils employés; des courbes et des tables permettent de déterminer, dans les conditions les plus courantes de température et de pression, le flux électrique qui s'échappe de la pointe, en fonction du voltage et du diamètre du fil. Ce courant peut être représenté par une relation de la forme :

$$C = a(1 + bd)V(V - M),$$

où a , b et M sont des constantes; V , le voltage; et d , le diamètre de la pointe.

W. WHITE. — Potentiometer installation, especially for high temperature and thermo-electric work (Etablissement d'un potentiomètre applicable spécialement aux mesures thermo-électriques et aux températures élevées). — P. 334-332.

Pour la pyrométrie de précision, la lecture directe d'un galvanomètre relié à un couple thermoélectrique n'est pas le meilleur procédé; l'emploi d'un potentiomètre relié au couple est préférable, au point de vue de la rapidité et de la sûreté des mesures. L'auteur indique, dans ce travail, les meilleures conditions d'emploi de cette méthode.

W. HENDERSON. — The thermoelectric behavior of metals in solutions of their own salts: Cadmium amalgam in a solution of cadmium sulphate (Pouvoir thermo-électrique des métaux en contact avec leurs propres sels; amalgame de cadmium et sulfate de cadmium). — P. 353-361.

L'amalgame du cadmium, au contact du sulfate, donne, entre 0° et 30°, une force électromotrice, dirigée, dans le circuit extérieur,

de l'électrode chaude vers l'électrode froide. Un accroissement de la concentration du sulfate produit une augmentation de force électromotrice, contrairement à ce qui a lieu avec l'argent.

La force électromotrice observée ne peut pas être attribuée à une augmentation de pression osmotique, car on pourrait obtenir la même force électromotrice, que cette augmentation de pression osmotique soit due à une élévation de température ou à un accroissement de concentration. Or un accroissement de température produit une force électromotrice neuf fois plus grande que celle qui résulte de l'accroissement de concentration correspondant à la même variation de pression osmotique.

E. NICHOLS et E. MERRITT. — Studies in luminescence. The influence of the red and infra-red rays upon the phospholuminescence of the Sidot blende (Etudes sur la luminescence. Influence des radiations rouge et infra-rouge sur la phosphorescence de la blende de Sidot). — P. 362-381.

Les parties les plus actives de l'infra-rouge sont voisines de $0,9\mu$ et de $1,37\mu$; il est probable que la blende de Sidot possède, dans ces régions, de larges bandes d'absorption.

Le spectre de phosphorescence de la blende est affecté différemment par l'infra-rouge dans les régions situées à droite et à gauche de $0,51\mu$. D'un côté, l'exposition à la lumière infra-rouge ralentit la disparition de la phosphorescence, de l'autre elle accélère.

F. WICK. — Some electrical properties of silicon
(Quelques propriétés électriques du silicium). — P. 382-390.

Étude du pouvoir thermo-électrique du couple cuivre-silicium, entre -200 et $+300^{\circ}$.

C. BARUS. — Condensation nuclei obtained from the evaporation of fog particles (Noyaux de condensation obtenus par l'évaporation de brouillards). — P. 391-398.

F. Mc KEON. — The diurnal variation of the spontaneous ionization in air in closed metallic vessels (Variation diurne de l'ionisation de l'air enfermé dans des vases métalliques). — P. 399-421.

Les gaz renfermés dans des vases métalliques possèdent une conductibilité appréciable, en dehors de tout agent ionisant artificiel.

Toutefois cette conductibilité doit être due à des causes extérieures, comme le prouvent diverses expériences. Elle présente une double période diurne (deux maxima et deux minima par vingt-quatre heures); il est vraisemblable, par suite, qu'elle a pour cause une ionisation de l'air par le soleil.

W. BAKER. — The absorption of hydrogen by metallic films
(Absorption de l'hydrogène par les pellicules métalliques). — P. 422-428.

L'auteur reprend les expériences de Heald, décrites ci-dessus, dans des conditions qui paraissent présenter de sérieuses garanties. Les métaux déposés par ionoplastie (argent, fer, platine) sont pesés et mis en contact avec une masse donnée d'hydrogène. Contrairement aux résultats de Heald, on n'observe aucune trace d'absorption d'hydrogène.

P. HEYL. — Some physical properties of current bearing matter. Friction (Propriétés de la matière traversée par un courant; coefficient de frottements). — P. 429-432.

On mesure, par la méthode des oscillations amorties, le frottement du fer ou du carbone au contact du mercure. Pour le fer, le passage d'un courant de 80 ampères par centimètre carré ne fait pas varier le coefficient de frottement de 1 0/0. Pour le charbon, dans les mêmes conditions, le coefficient de frottement diminue de 14 0/0; mais cette variation est produite exclusivement par l'élévation de température.

F. TUFTS. — Spectrophotometry of normal and color-blind eyes
(Spectrophotométrie de l'œil normal et daltonien). — P. 433-452.

Pour comparer la luminosité de sources de couleurs différentes, on substitue à la définition de Macé de Lépinay et Nicati la définition suivante : deux surfaces identiques, éclairées respectivement par deux sources de colorations différentes, sont dites de même luminosité, lorsque, en les substituant rapidement l'une à l'autre, l'œil n'a pas de sensation de scintillation.

Un spectrophotomètre, fondé sur cette définition, permet de tracer une courbe de luminosité des différents constituants de la lumière

blanche; cette courbe, pour l'œil normal, a son maximum vers 595 $\mu\mu$. Mais, pour l'œil daltonien, le maximum est déplacé, tantôt vers le bleu (580 $\mu\mu$), tantôt vers le rouge (610 $\mu\mu$).

S. MOSS. — General law for vapor pressures
(Lois générales des tensions de vapeur). — P. 453-468.

Étude théorique de la loi des états correspondants et spécialement de la loi de Ramsay et Young :

$$\frac{1}{T_b} = \frac{c}{T_a} + k,$$

où c et k désignent deux constantes, T_a et T_b les températures où deux corps ont même tension de vapeur.

H. GOODWIN et R. MAILEY. — On the density, electrical conductivity and viscosity of fused salts and their mixtures (Densité, conductibilité électrique et viscosité des sels fondus et de leurs mélanges). — P. 469-489.

Dans cette partie préliminaire de leur travail les auteurs se limitent à l'étude de la densité de divers sels (AzO^3Na , AzO^3K , AzO^3Li , AzO^3Ag , ClO^3Ag) à diverses températures, ainsi que de leurs mélanges en proportions variables.

L. HOULLEVIGUE.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CXLVI; 1^{er} semestre 1908 (suite).

A. LACROIX. — Sur une nouvelle espèce minérale provenant du Congo français. — P. 722.

Composition, aspect, et indices d'un nouveau silicate de cuivre, la planchéite, de formule brute $Si^{12}O^{14}Cu^{13}H^{10}$.

A. CHAUVEAU. — Sur la perception du relief et de la profondeur dans l'image simple des épreuves photographiques ordinaires. — Conditions et théorie de cette perception. — P. 725 et 846.

Fusionnées par la convergence des axes optiques sur la surface d'une épreuve photographique, les deux images rétiniennes obtenues

produisent une image résultante unique et plane. Mais si on les dissocie par translation de la convergence des axes optiques au delà de l'épreuve regardée, elles donnent toujours, souvent même avec une étonnante netteté, les sensations de relief et de profondeur.

Dans le cas, au contraire, de la double épreuve stéréoscopique, c'est l'association des deux images rétinienne qui donne au relief toute sa puissance.

GIRARDVILLE. — Sur le poids utile maximum qu'on peut soulever en aéroplane. — P. 742.

Théorie mathématique.

Le Commandant BOUTTIEUX. — Sur les conditions d'utilisation des ballons dirigeables actuels. — P. 745.

Pour les voyages de longue durée, il est indispensable de remplacer le jet de lest par une sustentation dynamique obtenue au moyen de la force motrice dont on dispose. On emploie alors des gouvernails centraux qui ont l'avantage de fournir un certain effort vertical sans provoquer l'inclinaison de l'axe longitudinal de l'aérostat et sans donner lieu à des mouvements de tangage dangereux ou gênants.

G.-A. HEMSALECH et C. DE WATTEVILLE. — Etude spectroscopique de flammes de diverses natures. — P. 748, 859, 962 et 1389.

En plaçant sur le trajet de l'un des gaz qui se rendent à un chalumeau une étincelle ou un arc, la matière arrachée aux électrodes est entraînée sous forme très divisée à l'intérieur de la flamme, ce qui permet de produire et d'étudier son spectre. Dans la flamme de l'hydrogène brûlant seul, la matière (fer) arrachée aux électrodes forme une colonne lumineuse avec très peu de raies. Si même le fer ne se trouve qu'à l'état de traces (impuretés de l'hydrogène), l'arrivée de l'oxygène au chalumeau donne quelques raies supplémentaires formant un spectre comparable à celui de α Cygni.

Dans le cas de la flamme oxyhydrique, que la matière soit arrachée sur le trajet de H ou de O, le spectre est le même, et il contient

moins de raies qu'avec l'emploi du pulvérisateur Gouy. Les auteurs en donnent un tableau complet; ils étudient, en outre, les raies d'étincelle et montrent que l'action de la température ne peut être considérée comme le facteur primordial de la production des raies. Celles-ci doivent tenir à des actions électriques ou chimiques.

P. MENIÈRE. — Nouvelle méthode de dosage de la vapeur de mercure dans l'air. — P. 754.

Description et dessin de l'appareil dans lequel l'air mercuriel est mélangé intimement avec les vapeurs bouillantes d'acide azotique. Le mercure est ainsi fixé en totalité à l'état de nitrate que l'on dose : 1° pour les pourcentages inférieurs à $\frac{1}{40\,000}$, avec la diphenylcarbazine, qui donne des colorations allant du bleu au rose et avec laquelle on a fait au préalable une échelle colorimétrique; 2° pour les pourcentages supérieurs à $\frac{1}{10\,000}$, avec une liqueur titrée d'iodure de sodium.

La méthode peut servir à la détermination encore incertaine des tensions de la vapeur de mercure.

JEAN MEUNIER. — Sur la combustion par incandescence des gaz en présence des corps oxydables. — P. 757 et 864.

On sait que les corps incandescents localisent la combustion à leur surface. Pour les corps oxydables, il se produit à la température de l'inflammation une attraction très vive de molécule à molécule, dépendant des proportions du mélange, de la vitesse d'explosion et accompagnée d'une attraction physique des molécules d'oxygène. Aussi l'intensité de l'incandescence ne dépend pas seulement de la nature de la substance incandescente, mais encore de la composition du mélange inflammable qui l'entoure; de plus, la combustion par incandescence abaisse considérablement la limite inférieure d'inflammabilité obtenue par les flammes.

Application à la théorie des manchons Auer.

P. AMANS. — Sur le planement des oiseaux. — P. 791 et 1296.

MARCEL DEPREZ. — P. 797, 1003, 1297 et 1299.

Le planement stationnaire des grands oiseaux voiliers s'explique par les deux conditions suivantes : la somme des composantes verticales de la pression du vent sur le corps de l'oiseau et sur ses ailes doit être égale à son poids ; la somme des composantes horizontales de ladite pression, mesurée sur le corps de l'oiseau, doit être égale et de signe contraire à cette somme mesurée sur les ailes. Par suite la somme des composantes horizontales appliquées aux ailes seulement doit être dirigée en sens contraire de la composante horizontale de la vitesse du vent. Cette composante négative de la pression du vent est beaucoup facilitée par la courbure des ailes de l'oiseau ; elle exige une direction du vent un peu inclinée dans le sens ascendant. Une conséquence curieuse de la théorie de M. Deprez consiste en ce que, dans le vol plané, c'est-à-dire sans battre des ailes, la vitesse limite d'un oiseau marchant contre le vent est d'autant plus grande que l'angle sous lequel peut se faire le planement stationnaire est plus petit et que cette vitesse pour des oiseaux à très grandes ailes par rapport à leur maître couple pourrait, sans battement d'ailes, dépasser celle du vent lui-même.

E.-A. MARTEL. — Sur les variations de température de la source de la Sainte-Baume. — P. 793.

Constatation nouvelle de la variation de température des sources, malgré l'opinion admise en général de leur constance.

J. PIONCHON. — Sur un hygroscope électrique de grande sensibilité. — P. 809.

Dans le circuit d'une force électromotrice d'environ 400 volts, on intercale en série un galvanomètre sensible et un tube de verre, du calibre d'un tube à essai, de 10 centimètres de long, argenté intérieurement et extérieurement depuis l'extrême bord à l'un des bouts jusqu'à 1 centimètre de l'autre bout. Le courant doit passer d'une armature du tube à l'autre par la section de verre.

La seule vapeur émanée de la main donne des déplacements considérables du galvanomètre.

P. VAILLANT. — Sur l'évaporation de l'eau et des solutions sulfuriques. — P. 811.

La vitesse d'évaporation, dans le cas où le liquide ne remplit pas tout le vase, a pour valeur :

$$p = B_1 (F - f) + B_2 (F - f)^2 ;$$

B_1 et B_2 sont deux constantes, qui restent les mêmes quand on additionne l'eau d'acide sulfurique en proportion quelconque. Le terme $B_2 (F - f)^2$ est dû à un courant de convection produit par la surpression que fournit l'évaporation au voisinage du liquide, courant qui ne se manifeste que lorsque la surface libre est au-dessous de l'orifice du vase à évaporation, et dont l'intensité, proportionnelle à la différence de densité des couches extrêmes et à la quantité de vapeur dans chaque couche, doit bien être proportionnelle à $(F - f)^2$.

Ed. MAURER. — L'austénite. — P. 823.

LE CHATELIER. — P. 825.

M. Maurer est parvenu à préparer de l'austénite homogène, en partant d'un acier à 2 0/0 de C et 2 0/0 de Mn et le trempant environ à 1.100°. Cet acier, par recuit au-dessous de 500°, augmente de dureté, par recuit au-dessous de 700°, s'adoucit et peut être plus facile à travailler.

A. MAYER et E. SALLES. — Sur le transport électrique des colloïdes inorganiques. — P. 827.

Le transport comporte une certaine mise en train et l'action qui le détermine croît progressivement jusqu'à une certaine limite. Les granules semblent grossir (et se ralentir) à l'extrémité de la colonne voisine de l'électrode de signe électrique contraire et diminuer de grosseur, se désagréger (et s'accélérer) à l'autre extrémité. Ces phénomènes paraissent corrélatifs de la mise en liberté d'ions, qui, dans le cas de colloïdes inorganiques, ne préexisteraient pas, mais se for-

meraient progressivement après établissement du courant, par la décomposition du colloïde en ses éléments cristalloïdes, et ceux-ci en leurs ions.

F. NÈGRE. — Influence des effluves sur la résistance d'isolement des isolateurs. — P. 857.

La résistance d'isolement est le quotient de la tension appliquée à la gorge de l'isolateur, sa ferrure étant à la tension zéro, par l'intensité du courant qui va de la gorge à la ferrure. Ce courant suit la surface de l'isolateur dont on augmentera la résistance en augmentant ses dimensions et le nombre de ses cloches ; mais, à partir d'une certaine tension, des effluves se forment entre les cloches et la ferrure. L'auteur trouve que la résistance d'isolement est constante jusqu'à une certaine tension critique d'autant plus élevée que l'isolateur est plus grand, plus propre, plus sec et que le diamètre de la cloche supérieure est plus grand. A partir de la tension critique, la résistance décroît.

J.-A. MULLER. — Sur une démonstration de la règle des phases. — P. 866.

Démonstration simple basée sur ce fait que les n corps indépendants sont supposés partagés en φ phases, qui ne sauraient être séparées les unes des autres (on peut le supposer) par moins de $(\varphi - 1)$ surfaces de séparation.

Les variables sont : la température, la pression, les n masses totales des corps indépendants, les $n\varphi$ masses de ces corps par unité de masse des différentes phases : total $2 + n + n\varphi$.

A l'équilibre, la quantité de chaque constituant qui entre et qui sort de chaque surface de séparation est nulle : $n(\varphi - 1)$ équations. La somme des masses des constituants dans l'unité de masse de chaque phase reste égale à 1 : d'où φ équations. La masse totale de chaque constituant reste constante : n équations, total : $n(\varphi - 1) + \varphi + n$ relations entre les deux variables.

On a donc :

$$V = 2 + n + n\varphi - n\varphi - \varphi = n + 2 - \varphi.$$

B. BRUNHES et P. DAVID. — Sur la mesure directe de la composante verticale du magnétisme terrestre. Application à l'exploration de la chaîne des puy. — P. 878.

Des mesures directes et nombreuses de la composante verticale montrent, sur le Puy de Dôme et la chaîne des puy, des perturbations qui s'expliquent par une aimantation d'ensemble de chaque montagne.

AURIG. — Sur l'entropie. — P. 891.

L'auteur obtient la relation :

$$\frac{d\varepsilon}{\rho} = Tds + \pi dv$$

où $d\varepsilon$ représente la variation d'énergie; ρ , la densité du milieu (éther non compris), et π la pression correspondant au milieu de densité ρ ; dans cette relation $\frac{dv}{ds}$ est égal au rapport des densités respectives de l'éther et de la matière.

E. BLOCH. — Sur l'ionisation de l'air par la lumière ultra-violette. — P. 892.

La plus grande partie de l'effet Lenard (production d'ions négatifs à grande mobilité et de gros ions positifs par action de l'ultra-violet sur les gaz) est attribuable à la présence de particules photo-électriques en suspension dans le gaz. Quand le gaz est dénué de poussière, l'effet Lenard, s'il existe, ne représente qu'une très faible fraction de l'effet dû aux poussières.

É. DOUMER. — De la vitesse de transport des ions H, Cl, OH dans l'électrolyse des dissolutions d'acide chlorhydrique. — P. 894.

L'ionisation de l'eau intervient d'une façon active dans l'électrolyse des dissolutions d'HCl. La vitesse de transport des ions H et Cl est très sensiblement la même, et elle est probablement la même que celle des ions OH.

JOUGUET. — Application des lois de la similitude à la propagation des déflagrations. — P. 915.

Théorie mathématique.

P. GIRAULT. — Comparaison des dynamos à courant continu série et shunt au point de vue de la rapidité d'amorçage. — P. 918.

Théorie montrant que l'enroulement série est celui donnant de beaucoup la plus grande rapidité d'amorçage.

P. DUHEM. — Sur la découverte de la loi de la chute des graves. — P. 908.

Très intéressant historique.

Ch. VAILLANT. — Nouvelle méthode permettant de constater, par la radiographie, si un enfant déclaré né mort a vécu ou n'a réellement pas vécu. — P. 921.

BOUCHACOURT. — P. 1019.

M. MÉNARD. — P. 1095.

Enfants n'ayant pas vécu : aucun organe visible.

Enfants ayant eu quelques inspirations : l'estomac est le premier organe perceptible.

Enfants dont la vie a progressé normalement : l'estomac et la masse intestinale, second organe visible.

Enfants ayant vécu quelque temps sans alimentation : estomac, intestins, poumons, foie et cœur visibles.

Enfants ayant vécu et ayant été alimentés : tous les organes sont plus visibles que précédemment. M. Bouchacourt fait remarquer que, chez l'enfant ayant nettement respiré, les divers diamètres de la partie supérieure du thorax sont notablement plus grands, et que l'estomac est surtout visible dans les deux cas suivants : fœtus ayant été insufflés, par suite de la présence d'une plus ou moins grande quantité d'air dans l'estomac : fœtus morts depuis plus de quarante-huit heures, par suite du développement des gaz de la putréfaction.

M. Ménard conclut, au contraire, de ses expériences qu'il est ac-

tuellement impossible de faire par la radiographie des organes abdominaux le diagnostic de la mort réelle.

G. URBAIN. — Sur le spectre d'étincelle ultra-violet du dysprosium et sur les propriétés magnétiques remarquables de cet élément. — P. 922.

Tableau de ce spectre, l'un des plus riches en raies parmi les éléments de la famille des terres rares.

L'oxyde Dy^2O^3 est environ 12,8 fois plus magnétique que l'oxyde de fer.

P. FRION. — Sur l'entraînement de corps solubles par certains précipités. — P. 925.

L'entraînement d'un corps soluble par un précipité est plus fort en milieu basique qu'en neutre, en neutre qu'en acide ; il croît avec la concentration et la valence de l'ion entraîné ; de plus le précipité entraîne d'autant mieux qu'il se trouve dans la liqueur à une dilution plus grande.

Ces résultats s'interprètent simplement en admettant que la charge qui prend le grain du précipité est due aux ions H^+ ou OH^- et est amoindrie par la présence d'ions polyvalents de signe opposé ⁽¹⁾.

P. GIRARD. — Variation de la force électromotrice de chaînes liquides par polarisation de diaphragmes interposés. — P. 927.

La modification qu'apporte, à la valeur initiale de la force électromotrice d'une pile de concentration, l'interposition d'un diaphragme varie quantitativement comme la charge électrique que prend le diaphragme au contact d'un électrolyte. Le rôle essentiel est joué par les phénomènes d'électrisation de contact, et non par la variation de mobilité des ions dans le milieu interposé.

CRUSSARD et JOUGUET. — Application des lois de la similitude à la propagation des détonations. — P. 934.

Théorie mathématique montrant que, dans les explosions par onde de choc et combustion, il n'y a pas, pour le détonateur, de charge

⁽¹⁾ Voir Jean PERRIN, *C. R.*, 1903.

limite et confirmant les expériences de Dixon sur les vitesses de l'onde explosive. Cette vitesse, dans les expériences où un même mélange gazeux est dilué dans le même volume de deux gaz inertes différents, mais de même chaleur spécifique moléculaire, varie en raison inverse de la racine carrée des poids moléculaires de ces gaz.

BELLINI et TOSI. — Télégraphie sans fils par ondes dirigées. — P. 956.

La direction des ondes est obtenue par l'emploi de conducteurs aériens formés de circuits oscillatoires fermés disposés dans des plans verticaux sans connexion avec la terre. Pour la transmission, le rayonnement est dû au champ électrique dont les lignes de force relient la terre à chacune des armatures constituant la capacité ; pour la réception, les circuits agissent par variation du flux engendré par le poste transmetteur à travers la surface limitée par eux. L'énergie rayonnée ou reçue est mesurée au thermogalvanomètre Duddell, et elle est proportionnelle au carré du cosinus de l'angle du plan du circuit avec la direction d'émission ou de réception. Pour la transmission ou la réception facile dans une direction quelconque, les auteurs emploient des conducteurs aériens formés de deux circuits perpendiculaires entre eux, fixes et fonctionnant en même temps, entre lesquels se trouve une bobine tournant autour de leur axe d'intersection, et reliée soit à un éclateur soit à un révélateur d'ondes.

W. DUANE. — Le parcours et les rayons secondaires des rayons α . — P. 938 et 1088.

On sait que les actions ionisante, phosphorescente et photographique des rayons α cessent brusquement pour un parcours de plusieurs centimètres dans l'air ou une épaisseur convenable d'une autre substance.

L'auteur montre que la charge des particules α et leur pouvoir de produire des rayons secondaires s'arrêtent à peu près au même point.

F. BEAULARD. — Sur la dispersion électrique de l'eau. — P. 960.

Étude avec un ellipsoïde en quartz soufflé placé dissymétriquement dans un champ alternatif électrostatique. La valeur de K varie

entre 3,3 et 2,8 pour des longueurs d'onde variant entre 3600 et 1200 centimètres, ce qui semble indiquer une faible dispersion anormale. On admet pour K en général la valeur 80 ; le désaccord doit provenir de l'existence d'une bande d'absorption dans le champ électrique employé.

H. CALMELS et L.-P. CLERC. — Contribution à la théorie de la trame photographique. — P. 963.

Théorie photométrique. Forme et tracé des courbes d'égal éclairage en utilisant un diaphragme à ouverture carrée dont les diagonales sont parallèles aux bandes de la trame.

JEAN PERRIN. — L'agitation moléculaire et le mouvement brownien. — P. 967.

L'agitation moléculaire est cause unique du mouvement brownien. En effet, dans une préparation de granules ultramicroscopiques de gomme gutte dans l'eau, la répartition des granules à diverses hauteurs, étudiée au microscope, est exponentielle comme pour un gaz en équilibre sous l'influence de la pesanteur. De plus, de la chute des granules, on déduit, d'après la formule de Stokes, que leur masse est égale à $9,8 \cdot 10^{-15}$, qu'ils fonctionnent comme des molécules visibles d'un gaz parfait avec un poids moléculaire égal environ à 3 milliards, et que l'énergie cinétique moyenne d'un granule est égale à celle d'une molécule.

E. BLOCH. — Sur un phénomène électro-optique dans l'air contenant des poussières en suspension. — P. 970.

Un nuage de chlorure d'ammonium placé entre deux plateaux métalliques parallèles et observé à l'aide de deux nicols croisés, les sections principales étant à 45° sur la direction du champ électrique, est visible au moment de l'établissement du champ et cesse d'être vu quand le champ cesse. Le phénomène paraît être dû à l'orientation des poussières cristallines dans le champ et a été aussi observé par M. Cotton sur les fumées provenant de la sublimation de l'indigotine soumises à un champ magnétique.

H. HENRIET et M. BONYSSY. — Sur l'origine de l'ozone atmosphérique et les causes de variations de l'acide carbonique de l'air. — P. 977.

L'ozone de l'air prend naissance aux dépens de l'oxygène des hautes régions de l'atmosphère sous l'influence des radiations ultraviolettes du soleil ; il est amené près du sol par les vents et les pluies, causes principales de sa variation, et peut être aussi formé près du sol en temps calme et en atmosphère transparente par les radiations solaires.

Toutes les variations de CO_2 au-dessous de la normale sont dues à l'air des hautes régions, ce qui explique que la proportion de CO_2 varie en sens inverse de celle de l'ozone ; les variations au-dessus de la normale sont dues à des phénomènes locaux.

E. FOUARD. — Sur les propriétés de l'amidon en rapport avec sa forme colloïdale. — P. 978.

Étude des propriétés physiques de l'amidon soluble⁽¹⁾. Son abaissement cryoscopique est nul ; par suite, sa pression osmotique est aussi nulle ; la masse élémentaire de cet amidon est bien inférieure à celle de ses agrégats dans le colloïde ; la filtration sur des membranes de collodion, différant par leur teneur en alcool, montre une hétérogénéité de ses molécules dissoutes, de masse et de pouvoir rotatoire variable. Une évaporation partielle, puis une dilution détruisent l'état de solution parfaite ; l'eau est donc, en même temps que dissolvant, le facteur essentiel d'une réaction modifiant l'état moléculaire de l'amidon pur. De plus l'amidon filtré ne présente aucun caractère distinctif définitif de l'amidon total ; sa conductibilité électrique augmente d'une façon continue jusqu'à un maximum constant pendant la transformation granulaire, tout en présentant toujours une acidité constante ; la mobilité des ions augmente donc, indice de leur liaison, au début, avec des systèmes moléculaires plus complexes.

PAUL RENARD. — Virage des aéroplanes. — P. 1005.

Calcul montrant que chaque virage d'un aéroplane nécessite une inclinaison transversale de l'appareil et qu'il aura toujours pour

(1) C. R., t. CXLVI ; 1908.

effet d'abaisser la trajectoire. Les aviateurs devront donc s'élever avant d'entrer en courbe.

PAUL GIRAULT. — Sur le profil des masses polaires de dynamos. — P. 1008.

Théorie mathématique permettant de trouver le profil des masses polaires donnant le minimum de courants de Foucault à la périphérie de l'induit pour un flux déterminé issu de chaque masse.

M. DE BROGLIE. — Sur l'examen ultra-microscopique des centres chargés en suspension dans les gaz. — P. 1010.

L'étude des poussières ultra-microscopiques en suspension conduit à penser qu'on peut les identifier aux gros ions et confirme la théorie qui attribue la conductibilité gazeuse en général à des charges des deux signes en suspension dans le milieu isolant et obéissant dans leur ensemble aux lois de l'électrostatique.

P. LANGEVIN. — Sur la recombinaison des ions dans les diélectriques. — P. 1011.

En admettant que dans les gaz la recombinaison des ions de signe contraire est due à l'attraction de leurs charges, M. Langevin ⁽¹⁾ a prévu la relation $\frac{\alpha}{4\pi(K_1 + K_2)} < 1$, α étant le coefficient de recombinaison et K_1 , K_2 les mobilités des ions des deux signes. Dans les diélectriques solides ou liquides rendus conducteurs, $\frac{K\alpha}{4\pi(K_1 + K_2)}$ est aussi < 1 , K désignant le pouvoir inducteur spécifique; pour mesurer ce rapport, il suffit de suivre la loi de disparition en fonction du temps de la conductibilité acquise antérieurement sous l'action d'un rayonnement par le diélectrique d'un condensateur de capacité connue.

F. CHARRON. — Influence de l'atmosphère ambiante sur le frottement entre corps solides. — P. 1014.

Le frottement est diminué quand l'air est chargé de vapeur d'eau, d'alcool, de benzine, ou qu'il est remplacé par des vapeurs d'essence,

(1) C. R., t. CXXXIV; 1902.

de pétrole, etc. Au contraire on observe même frottement avec l'air, l'hydrogène, l'acide carbonique, l'éthylène, etc.

LIMB. — Auto-excitation d'un alternateur triphasé au moyen de soupapes électrolytiques. — P. 1013.

L'auteur a pu faire fonctionner un alternateur triphasé en auto-excitation avec une batterie de six soupapes électrolytiques, à clapet d'aluminium, montée sur les trois bornes du courant triphasé. Il est nécessaire que le magnétisme rémanent de l'inducteur ait une valeur suffisante pour que l'alternateur s'amorce spontanément, sinon il faut une excitation préalable sur courant continu et mise brusque des soupapes en circuit. Pour éviter l'emploi du courant continu, il faudrait des noyaux inducteurs à acier, à aimant trempé ou comprimé ou même à fonte de force coercitive suffisante, excités une première fois pour toutes en courant continu.

L. BLOCH. — Sur les différences de potentiel de contact entre métaux et liquides. — P. 1017.

La différence de potentiel de contact apparente (dans l'air) entre métal et liquide est plus petite pour les solutions alcalines que pour l'eau, pour l'eau que pour les solutions acides. Les sels donnent des effets peu différents de l'eau.

Cette différence de potentiel varie dans le même sens de la soude normale à l'acide sulfurique normal ; les variations les plus grandes s'observent pour les dilutions extrêmes, et sont susceptibles de mettre en évidence des traces d'acide ou d'alcali qui échappent aux réactifs colorés,

A. GARGAM DE MONCETZ. — Sur une action photographique de la lumière infra-rouge. — P. 1022.

Sur une plaque voilée par les rayons X, on observe la destruction du voile par les radiations de λ_{800} à λ_{920} (Villard) ; mais l'épreuve montre, en outre, une augmentation nette du voile de λ_{920} à λ_{1350} .

Cette augmentation ne s'observe pas avec des plaques voilées à la lumière ordinaire.

V. HENRI. — Etude cinématographique des mouvements browniens. — P. 1024.

L'émulsion est du latex de caoutchouc dilué environ 500 fois avec de l'eau distillée ; les grains sont absolument sphériques et ont environ 1μ de diamètre. La trajectoire décrite par un grain est très complexe, elle varie d'un grain à l'autre, mais les déplacements moyens sont sensiblement les mêmes $0\mu,62$ pour $\frac{1}{20}$ de seconde, valeur quatre fois plus grande que celle donnée par la formule d'Einstein⁽¹⁾, qui applique la loi de Stokes, peut être non applicable à des grains si petits.

C.-E. GUYE et A. BRON. — Différence de potentiel et de stabilité de l'arc alternatif entre métaux. — P. 1090.

Les divergences observées dans la mesure de la différence de potentiel dépendent du degré de stabilité de l'arc : mais si on dispose d'une énorme réserve de tension à circuit ouvert (20 000 volts) et si on porte les électrodes près de leur point de fusion, l'arc a une stabilité extrême et la différence de potentiel tend vers la même limite inférieure (de l'ordre de 475 volts), quelle que soit la nature du métal, supposé peu volatil. Pour les métaux volatils, la différence de potentiel est plus faible (Mg 242 volts, Zn 290 volts). Ces résultats sont conformes à la théorie actuelle de l'arc.

Pour les arcs courts et intenses, la différence de potentiel décroît linéairement avec la pression jusqu'à atteindre un minimum, pour une pression de l'ordre de 5 à 7 centimètres de mercure.

G.-A. HEMSALECH. — Sur l'existence et l'origine des harmoniques dans l'étincelle de self-induction. — P. 1093.

LÉAUTÉ. — P. 1209.

Rappel des méthodes : méthode photographique et du courant d'air, employées pour étudier les oscillations supérieures, révélées par des stries équidistantes dont la fréquence présente des rapports rationnels avec celle des oscillations de la décharge.

(1) Voir LANGEVIN, C. R., t. CXLVI ; 1908.

Batelli et Magri ⁽¹⁾ ayant déclaré que les stries étaient dues à des expulsions régulières et intermittentes de vapeurs métalliques, l'auteur montre qu'elles sont bien dues à des oscillations harmoniques de l'oscillation fondamentale, subissant comme celle-ci l'influence du champ magnétique, des courants de Foucault et de l'hystérésis du fer. Ces harmoniques prennent naissance dans la bobine de self insérée dans le circuit de décharge du condensateur et ils sont régis par la nature de cette bobine. M. Léauté a vérifié que la cause des stries est due à la capacité que présentent deux couches successives de la bobine de self, à la condition qu'il existe entre ces couches une grande différence de potentiel, et que la bobine ait une self assez grande.

F. DIENERT. — Sur deux causes d'erreur dans les expériences à la fluorescéine. — P. 1125.

Il existe une substance fluorescente caractérisant les eaux superficielles, que l'on peut confondre avec la fluorescéine ; de plus la vitesse des courants souterrains variant dans de très larges limites, si on fait une expérience à la fluorescéine après une expérience négative, on ne saura pas toujours à laquelle attribuer la fluorescéine retrouvée.

O. MENDEL. — Sur la température des eaux thermales des Pyrénées-Orientales. — P. 1126.

Vérification de la constance de la température de ces eaux depuis plus d'un siècle.

DUMOULIN. — Stabilité de la marche en parallèle des alternateurs auto-excités. — P. 1141.

La plupart des alternateurs à auto-excitation comportent un collecteur redresseur, relié aux électros inducteurs, qui transforme en courant continu le courant alternatif reçu par les balais. Le courant inducteur de ces alternateurs et, par suite, leur force électromotrice dépendent de la valeur moyenne de la différence de potentiel aux balais. Cette valeur moyenne varie avec la phase ; l'auteur montre qu'un décalage de phase produit l'effet d'un décalage des balais et

(1) *Atti R. Acc. dei Lincei*, 1907.

inversement; ce décalage des balais modifie l'amortissement des oscillations de l'alternateur; un décalage en arrière facilite la marche en parallèle.

H. BUISSON et CH. FABRY. — Sur deux régimes différents de l'arc au fer. — P. 1143.

Quand le courant est intense, l'arc a l'aspect suivant : sur la goutte de fer fondu qui termine chaque électrode, se trouve un point brillant qui émet les raies d'étincelle. Deux flammes jaillissant de ces deux points forment le corps de l'arc en allant à la rencontre l'une de l'autre; elles émettent uniquement les raies d'arc et, dans le spectre de la négative qui est la plus brillante, on trouve de nombreuses raies renversées ainsi que les raies des métaux étrangers.

Pour de faibles intensités, le régime change : le point brillant de l'électrode positive et la flamme correspondante disparaissent, tandis que rien n'est changé au pôle négatif. — Ces deux régimes s'obtiennent aussi avec une électrode positive en fer, l'autre électrode étant en cuivre ou charbon. Lorsque la flamme positive existe, elle donne avec intensité le spectre d'arc du fer, et son point brillant les raies d'étincelle; ce spectre disparaît quand la flamme positive n'existe plus; mais, dans tous les cas, le spectre du métal formant l'électrode négative est très intense.

D.-E. TSAKALOTOS. — Sur les hydrates des acides gras, d'après les mesures de viscosité de leurs solutions. — P. 1146.

L'étude des coefficients de viscosité montre qu'à l'état liquide il n'existe pas de combinaison entre l'acide formique et l'eau, tandis que les acides acétique, propionique et butyrique donnent avec l'eau des combinaisons molécule à molécule.

F. DIENERT, A. GUILLERD et MARREC. — De l'emploi de l'acoustèle de Daguin pour la recherche des bruits souterrains. — P. 1182.

L'acoustèle de Daguin n'est autre qu'un cornet acoustique muni, dans son intérieur et à sa partie inférieure, d'un petit cône plein dont la base regarde la partie étroite du cornet. On l'entoure d'une gaine pour empêcher l'air extérieur de produire un bruit en venant souffler contre, et on enfouit sa base dans un trou de 20 à 30 centimètres; on porte alors l'embouchure à l'oreille. L'eau souterraine y donne un bruit continu.

THOULET. — De l'influence du vent
dans le remplissage du lit de l'océan. — P. 1184 et 1346.

Les grands fonds marins sont composés en proportions variables de trois éléments principaux : foraminifères surtout calcaires tombés de la surface, argile et grains minéraux. Parmi ceux-ci, certains sont d'origine volcanique; mais les grains de quartz doivent provenir des continents et être apportés par les vents.

GOUY. — Sur un appareil destiné aux nivellements micrométriques. — P. 1191.

Sur un disque de verre poli, plan et horizontal, repose par trois pieds un microscope sensiblement horizontal, pouvant monter ou descendre et muni d'un micromètre à fil. La mise au point s'effectue en le faisant glisser sur le plan de verre. On vise un point A, qu'on pointe au moyen du micromètre, puis on vise une échelle verticale fixe sur un verre gradué en dixièmes de millimètre; on a ainsi la différence de niveau de A et du zéro de l'échelle. La même opération répétée sur d'autres points donne les différences de niveau cherchées.

ED.-EL. COLIN. — Observations magnétiques à Tananarive. — P. 1196.

Tableaux, de mai 1907 à avril 1908, de la déclinaison, l'inclinaison et la composante horizontale.

J.-L. ROUTIN. — Sur le réglage des groupes électrogènes. — P. 1200.

Examen des conditions du réglage et de la façon dont il doit être effectué. Le réglage électrique et le réglage mécanique ne doivent pas être indépendants l'un de l'autre; de même, pour tous les appareils desservant le même réseau, il ne devrait y avoir qu'un seul appareil de réglage central.

ED. SARASIN et TR. TOMMASINA. — Sur la véritable cause du dédoublement de la courbe de désactivation des conducteurs recouverts d'une couche diélectrique et radioactivés avec charge. — P. 1205.

Dans le dédoublement, il y a concomitance de deux effets : celui de la convection électrique et celui de l'ionisation par le rayonne-

ment radioactif. L'absorption par les diélectriques, puis l'auto-émission de la charge, fonction directe de la radioactivité, sont la véritable cause du dédoublement.

MONTESUS DE BALLORE. — Sur les principes à appliquer pour rendre les constructions asismiques. — P. 1228.

On peut éviter les dégâts sismiques par l'élasticité de l'édifice, les diverses parties devant pouvoir vibrer synchroniquement, et par son indéformabilité, les diverses parties faisant bloc. Excellents résultats avec le béton armé.

H. DESLANDRES. — Recherches sur la rotation et l'éclat des diverses couches atmosphériques du Soleil. — P. 1235.

Historique. — La disposition générale employée à Meudon est la suivante : le faisceau solaire, réfléchi par un cœlostate, traverse un prisme à réversion, puis un petit objectif de projection qui donne une image sur la fente du spectroscopie à réseau employé dans le 3^e et 4^e ordre. Le prisme est d'abord placé dans une des deux positions où le diamètre équatorial est parallèle à la fente ; on fait une première épreuve, puis une seconde après avoir tourné le prisme de 90°, donc l'image du Soleil de 180° et en maintenant le même parallèle sur la fente. Les raies utilisées sont les raies H, K du calcium, et les résultats déjà obtenus font penser que les couches supérieures ont des vitesses de rotation notables et même différentes pour les deux hémisphères dans l'intervalle de quelques jours.

Pour comparer l'éclat des diverses couches du Soleil, il suffit d'étudier le spectre de la lumière générale du Soleil, en envoyant le rayonnement solaire sur la fente du spectroscopie, sans interposition d'objectif. Les raies K₂ et K₃, représentant les éclats moyens des chromosphères basses et supérieures, sont alors comparées à la raie K₁.

G.-A. HALE. — Les flocculi de l'hydrogène photographiés avec les raies H_α et H_β. — P. 1251.

Historique. — Les photographies des flocculi sombres ou brillants montrent que l'hydrogène semble, dans des régions contiguës de la surface solaire, être dans certaines de ces conditions particulières qui produisent les différences d'intensité relatives des raies, par

exemple chez les nébuleuses. On sait que l'hydrogène semble tourner à toutes les latitudes avec la même vitesse angulaire ; les flocculi semblent se mouvoir moins vite que l'atmosphère gazeuse dans laquelle ils flottent.

P. JÉGOU. — Dispositif pour l'étude de la sensibilité des détecteurs électrolytiques. — P. 1256.

En dérivation sur un potentiomètre, sont intercalés l'électrolytique et un enroulement à fil fin d'un transformateur ou d'une bobine d'induction genre téléphonique. L'enroulement à fil gros peut se déplacer par rapport à celui à fil fin sur une règle graduée, et il est mis en connexion avec les récepteurs téléphoniques. On règle d'abord pour faire disparaître tout bruit au téléphone ; puis on soumet l'électrolytique à l'influence étudiée et on cherche l'écart nouveau des deux enroulements pour l'extinction ; de là on déduit l'augmentation ou la diminution de sensibilité.

DEVAUX-CHARBONNEL. — La photographie de la parole. — P. 1258.

Le dispositif consiste à photographier les mouvements d'un oscillographe placé dans le circuit d'un microphone et d'une pile, le microphone étant, à l'heure actuelle, l'appareil le plus commode et le plus parfait pour étudier la voix humaine.

Pour les voyelles, la courbe obtenue présente une périodicité correspondante à la note musicale sur laquelle la voyelle est émise ; le son fondamental est moins intense que les harmoniques ; la deuxième domine dans I, U, É et les harmoniques plus élevées dans A, O et E. Chaque voyelle a donc une note spéciale, une vocable harmonique du son fondamental.

Dans l'enregistrement de la parole, il y aura toujours par syllabe, en dehors du début et de la fin, une dizaine de périodes correspondant à la voyelle seule, de sorte que la partie régulière permettra toujours de retrouver facilement les paroles.

A. DE GRAMONT. — Sur les raies ultimes des métalloïdes : tellure, phosphore, arsenic, antimoine, carbone, silicium, bore. — P. 1260.

Longueurs d'ondes de ces raies.

Elles ne sont données que par les métalloïdes susceptibles de donner des spectres d'arc ; elles sont communes à l'arc et à l'étin-

celle où l'intercalation d'une self ne les ferait pas disparaître. Elles sont situées dans la partie la plus réfrangible de l'ultra-violet et ne s'obtiennent qu'avec des spectrographes en quartz ou en spath ou des réseaux concaves.

JEAN BECQUEREL. — Sur la nature des charges d'électricité positive et sur l'existence des électrons positifs. — P. 1308.

Description de l'appareil et des expériences montrant qu'on peut réaliser un flux d'électricité positive ayant une déviabilité magnétique comparable à celle d'un rayon cathodique. Le faisceau est probablement formé d'électrons positifs comparables aux électrons négatifs, ou, du moins, possédant un rapport de la charge à la masse du même ordre de grandeur. Ce nouveau constituant de la matière apparaît sous l'influence des corpuscules cathodiques sur les rayons-canaux, la présence simultanée de ces deux rayonnements étant indispensable.

GEORGES et GUSTAVE LAUDET. — Enregistrement photographique de vibrations sonores. — P. 1311.

Très belles photographies de vibrations sonores. Les photographies de voyelles soutenues sur une note déterminée présentent des périodes successives identiques entre elles. L'enregistrement d'une conversation courante indique que les périodes successives d'une courbe de voyelle quelconque ne sont pas identiques entre elles. Elles subissent pendant le temps où l'on prononce la voyelle des modifications continuelles provenant de la variation d'amplitude d'un ou plusieurs harmoniques composants, soit même de la disparition ou la rentrée de certains de ces harmoniques.

H. GUILLEMINOT. — Relation entre les effets biochimiques des radiations et la quantité absorbée (dosage fluoroscopique). — P. 1314.

Pour établir un rapport entre les effets biochimiques des radiations et l'énergie radiante, il faut s'occuper seulement de l'énergie réellement absorbée ; on observe alors qu'une même quantité d'énergie réellement absorbée produit des effets du même ordre de grandeur. La quantitométrie fluoroscopique du faisceau incident suffit cependant dans certains cas : ainsi dans la limite de la gamme des rayons X.

F. GARRIGOU. — La radioactivité des eaux d'Ax (Ariège)
démontrée par la photographie. — P. 1352.

Des plaques photographiques, introduites dans des tubes en aluminium, entourées de lames de plomb à jour et de papier noir, plongées un quart d'heure dans l'eau des sources, ont été impressionnées. Les eaux sulfurées d'Ax possèdent donc une radioactivité qui traverse l'aluminium.

CHARLES NORDMANN. — Nouvelles déterminations magnétiques
dans le bassin occidental de la Méditerranée. — P. 1357.

Tableau des éléments magnétiques dans diverses stations d'Algérie,
de Tunisie et d'Italie.

H. ABRAHAM et J. CARPENTIER. — Sur un nouveau rhéographe
destiné à la projection des courbes de courants alternatifs. — P. 1371.

Le galvanomètre employé est à équipage pesant, constitué par un anneau rectangulaire en Al, mobile autour d'un fil métallique très fin, sans aucune communication électrique avec l'extérieur. Dans cet anneau se développent les courants d'induction provoqués par la proximité d'un circuit où circule un courant, dérivée première ou seconde du courant à étudier, suivant qu'on veut observer la force électromotrice ou l'intensité. L'induction est renforcée par du fer doux, engagé à la fois dans le circuit fixe et l'anneau. Enfin un aimant, de branches verticales parallèles à l'axe de rotation de l'anneau et situé dans le plan de sa position de repos, crée un champ dont la réaction sur les courants induits de l'anneau provoque le mouvement de ce dernier.

Dispositif optique du synchronoscope ⁽¹⁾.

GOUY. — Mesures électrocapillaires par la méthode des larges gouttes. — P. 1374.

Mesure absolue des tensions superficielles au moyen de larges gouttes de mercure placées dans un électrolyte (solution de SO^4H^2 , etc.) et polarisées à leur maximum de tension superficielle. On constate ce fait qu'à potentiel constant la tension reste fixe pendant un certain temps puis diminue rapidement et pendant longtemps.

BOIZARD.

(1) H. ABRAHAM, C. R., 1907.

F. WEIGERT. — Ueber chemische Lichtwirkungen. — I. Das Phosgen gleichgewicht unter der Einflusz der Bestrahlung. — II. Photochemisch sensibilisierte Gasreaktionen und eine Theorie der Katalytischen Lichtwirkung (Sur les actions chimiques de la lumière. — I. L'équilibre du gaz phosgène sous l'influence de la lumière. — II. Réactions gazeuses sensibilisées par la lumière, et théorie de l'action catalytique de la lumière). — *Annalen der Physik*, t. XXIV, p. 55-67 et 243-266; 1907.

Premier mémoire. — Parmi les réactions photochimiques, il y a lieu de distinguer celles qui, pouvant avoir lieu dans l'obscurité, sont simplement accélérées ou retardées par la lumière, comme $H + Cl = HCl$, $CO + Cl^2 = COCl^2$, et celles dans lesquelles la lumière agit en sens inverse des affinités chimiques comme la transformation d'oxygène en ozone, la destruction d' AzH^3 , AzO , $Az^2O...$, la destruction d' $AgCl$, celle de CO^2 par la chlorophylle, réactions irréversibles qui se font aux dépens de l'énergie des radiations absorbées.

Dans le premier mémoire l'auteur étudie l'action de la lumière sur la dissociation de $COCl^2$, qui, d'après des travaux de Dunant et Bodenstein (encore inédits au moment de sa publication), atteint 600/0 à 480°, 67 0/0 à 500° et 70 0/0 à 510°.

Le gaz était chauffé dans un four à résistance de construction spéciale, à une température bien constante; l'équilibre — qui s'établit rapidement — une fois obtenu, on éclairait le corps avec un arc au mercure à ampoule de verre ordinaire, de verre *uviolet* ou de quartz suivant le cas; l'index d'acide sulfurique d'un manomètre en V en relation avec le récipient chauffé, n'éprouvait pas de déplacement appréciable quand on venait à éclairer ce récipient, ce qui permettait d'affirmer la permanence de l'équilibre à 0,01 0/0 près, d'après la sensibilité du dispositif. On a également employé une méthode différentielle, en opposant sur le même manomètre deux appareils identiques chauffés dans le même four, et éclairés tour à tour, soit après établissement de l'équilibre, soit pendant la période variable qui le précède; le sens du déplacement de l'index permettait alors de se rendre compte de l'influence de la lumière sur la vitesse de réaction. Les expériences faites à trois températures différentes ont montré que la lumière accélère notablement la destruction des $COCl^2$, aussi bien que sa formation, mais qu'elle ne modifie pas l'équilibre; elle agit donc uniquement comme catalyseur.

Deuxième mémoire. — Ces résultats sont en désaccord avec la loi d'action de masse, d'après laquelle l'équilibre ne pourrait être indépendant de l'action de la lumière, envisagée comme agent actif, que pour un rapport déterminé de concentration de CO , Cl^2 et

COCl^2 , puisque COCl^2 et le mélange $\text{Cl}^2 + \text{CO}$ ont des spectres d'absorption très différents. D'ailleurs la lumière active n'est pas absorbée par COCl^2 . Pour expliquer l'action catalytique de la lumière, l'auteur propose d'admettre que les radiations ultraviolettes déterminent la formation au sein du chlore de complexes moléculaires ou *noyaux de réaction* (analogues aux noyaux de condensation qu'elle détermine dans les gaz), et que c'est à la surface de ces noyaux que la réaction se fait avec la vitesse maximum; la vitesse de réaction ne serait alors que la vitesse de diffusion de ces noyaux, et l'on se trouverait ramené à un cas de *catalyse hétérogène*, comme celle que produit par exemple le platine.

À l'appui de ces hypothèses, l'auteur signale la formation, constatée également par d'autres observateurs, de noyaux de condensation dans le chlore sous l'action de la lumière de l'arc au mercure; il indique, de plus, un certain nombre de réactions, irréversibles à la température ordinaire, sur lesquelles la lumière *visible* n'a que très peu ou point d'action, et qui deviennent possibles ou, suivant son expression, sont *sensibilisées* vis-à-vis de la lumière, dès qu'on ajoute aux substances réagissantes du chlore, capable d'absorber certaines des radiations fournies. C'est ce qui a lieu avec le gaz tonnant sec, le mélange $\text{SO}^2 + \text{O}$, la destruction de l'ozone, et, dans une beaucoup plus faible mesure, l'oxydation d' HCl (réaction de Deacon) et la formation d' AzH^3 par Az^2 et H^2 .

L'hypothèse semble pouvoir être étendue aux substances non gazeuses; on pourrait citer, à ce propos, l'observation, de Kistiakowsky, que l'eau oxygénée pure, qui ne s'altère pas à la lumière, se détruit avec explosion en présence des cyanures jaune ou rouge, sensibles à la lumière, et qu'il explique en admettant la formation, sous l'action de la lumière, de quelque catalyseur colloïdal. La sensibilisation des plaques photographiques vis-à-vis de certaines radiations, par des colorants sensibles à la lumière, pourrait être un second exemple.

On aurait donc affaire à une véritable catalyse, entièrement comparable à la catalyse ordinaire, tandis que le domaine de la photochimie se limiterait aux réactions irréversibles dans lesquelles la lumière agit à l'encontre des affinités. Cette théorie place les actions chimiques de la décharge silencieuse et des diverses radiations, dans lesquelles l'existence de particules isolées est un fait prouvé, tout à côté des actions chimiques de la lumière.

P. LUGOL.

COUCHES MINCES ET PETITES GOUTTES DE LIQUIDE ;

Par M. GERRIT BAKKER.

§ 1. *A température constante, la structure d'une couche capillaire plane, adjacente à la vapeur, est parfaitement déterminée.* — Une couche capillaire peut limiter une « grande masse » de liquide aussi bien qu'une membrane ayant à peine quelques millimicrons d'épaisseur. On peut se demander si la couche capillaire est la même dans les deux cas. Dans ce qui suit, je tâcherai de démontrer que la structure de la couche capillaire plane est, en effet, indépendante de la masse qu'elle limite.

Avec Th. Young, nous considérons la pression hydrostatique en un point d'un liquide comme la différence entre la pression thermique θ (*repulsive force* de Young) et la cohésion (*force of cohesion* de Young) ⁽¹⁾. En un point de la couche capillaire plane, la pression hydrostatique normale p_n ⁽²⁾ est égale à la pression de la vapeur ⁽³⁾. Si donc S_n est la cohésion dans la direction normale à la surface, on a :

$$(1) \quad p_n = \theta - S_n.$$

Si nous admettons (Stefan, Fuchs, Rayleigh, van der Waals) que la pression thermique θ est indépendante de la direction et ne dépend que de la densité au point considéré de la couche capillaire, il résulte de (1), où p_n est la tension de la vapeur, que S_n est également une fonction de la densité à température constante.

Imaginons dans une même enceinte une « grande masse » de liquide et une série de membranes liquides dont les épaisseurs sont de l'ordre de celle des taches noires de Newton, et supposons que ces masses liquides soient en équilibre avec la vapeur. Appelons *points correspondants*, les points des différentes couches capillaires où la densité a la même valeur; en ces points, la pression thermique θ et la pression hydrostatique p_n ayant la même valeur, il

(1) Th. Young, *Phil. Trans.*, 1805. — On démontre aisément la justesse de cette interprétation en considérant l'équilibre d'une petite colonne de liquide normale à sa surface. (Voir *Zeitschr. f. phys. Chem.*, 48, p. 1; 1904.)

(2) La pression normale, désignée dans mes mémoires précédents par p_1 , sera désignée dorénavant par p_n , tandis que la pression hydrostatique *parallèle* à la surface sera désignée par p_2 (au lieu de p_2).

(3) Voir *J. de Phys.*, 4^e série, t. V, p. 551; 1906.

s'ensuit que la cohésion S_n a aussi la même valeur. J'ai démontré ⁽¹⁾ la même propriété pour la cohésion S_t dans une direction parallèle à la surface des couches capillaires planes à l'aide des relations :

$$d\theta = -\rho dV \quad \text{et} \quad \frac{1}{2} V\rho = -S_t,$$

dans lesquelles V est le potentiel des forces de cohésion et ρ la densité au point considéré. On a donc :

$$p_t = \theta - S_t.$$

Aux points correspondants des différentes couches capillaires considérées, à température constante, les grandeurs p_n , p_t et V ont la même valeur.

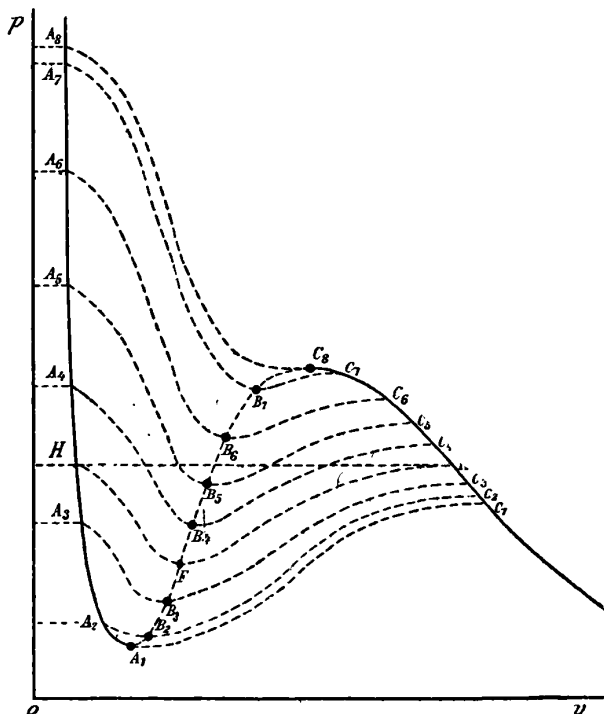


FIG. 1.

Si donc nous considérons la couche capillaire comme un passage

⁽¹⁾ Voir *Zeitsch. f. phys. Chem.*, 48, p. 42; 1904; et *Ann. der Phys.* [4], t. XXVI, p. 37; 1908.

continu entre deux phases homogènes (liquide et vapeur), l'état de chaque phase étant entièrement défini par ρ , p_n et p_t , il s'ensuit que toutes les couches capillaires considérées doivent avoir la même structure.

Nous avons supposé que la vapeur adjacente à la couche capillaire était saturée afin que p_n ait une valeur déterminée. On voit aisément qu'une couche capillaire plane *complète* ne peut pas être en équilibre avec la vapeur *sursaturée*, car un tel équilibre exige non seulement l'égalité des pressions hydrostatiques des deux phases qui limitent la couche capillaire, mais encore l'égalité de leurs potentiels thermodynamiques; or la *fig. 1* (*fig. 6* de la page 212 du *Journal de Physique* de 1908) montre que cette dernière condition n'est satisfaite que pour les phases données par les points II et K.

Rappelons que cette figure a la signification suivante. Si, pour chaque couple de points A et C se rapportant à une même valeur du potentiel thermodynamique et correspondant à une goutte de liquide entourée de vapeur (points A_8 et C_8 , A_7 et C_7 , situés au-dessus de la partie rectiligne HK de l'isotherme), ou à une bulle de vapeur entourée de liquide (points A_1 et C_1 , et A_2 et C_2 , ... situés au-dessous de HK), on construit la courbe qui représente la pression hydrostatique moyenne $p = \frac{p_n + p}{2}$, en fonction de $v = \frac{1}{\rho}$, le lieu des points minima de ces courbes est la partie labile de l'isotherme théorique.

Une couche capillaire plane *complète* ne peut donc exister que si la vapeur adjacente est saturée.

D'autre part, j'ai démontré, *sans introduire de fonction particulière pour la fonction potentielle des forces d'attraction*, qu'une couche capillaire plane *incomplète*, adjacente à une vapeur n'ayant pas la pression ordinaire, ne peut pas être en équilibre ⁽¹⁾. Je me contenterai de le démontrer ici en faisant usage de

$$(2) \quad -f \frac{e^{-\frac{r}{\lambda}}}{r} \quad (2),$$

comme potentiel V des forces d'attraction. Soit, en effet, une membrane composée de deux couches capillaires planes se touchant le

(1) *Ann. der Phys.*, 4^e série, t. XXVI, p. 41; 1908.

(2) *J. de Phys.*, 3^e série, t. IX, p. 397; 1900.

long de leur plan de densité maxima. Ce plan est un plan de symétrie et partage la membrane en deux couches de même structure. En un point de ce plan, l'intensité du champ des forces d'attraction doit être nulle ; donc $\frac{dV}{dh} = 0$. D'autre part, avec la fonction potentielle adoptée, l'écart $p_n - p_t$ de la loi de Pascal est proportionnel au carré de l'intensité du champ de force, car nous avons :

$$(2) \quad p_n - p_t = \frac{1}{4\pi f} \left(\frac{dV}{dh} \right)^2;$$

d'où

$$p_n = p_t \quad \text{et} \quad p = \frac{p_n + p_t}{2} = p_n.$$

Or, à une température déterminée, la pression hydrostatique dans une direction normale à la surface d'une couche capillaire complète ou incomplète doit être une *constante*. On aura donc, pour un point quelconque du plan considéré,

$$p_n = p = \text{tension de la vapeur.}$$

Mais la courbe représentant θ en fonction de $v = \frac{1}{\rho}$ aurait la même forme que pour une couche capillaire sphérique, car en admettant la possibilité d'une couche capillaire incomplète adjacente à la vapeur, saturée ou non, on trouverait encore la relation (3) dans laquelle μ désigne le potentiel thermodynamique de la vapeur :

$$(3) \quad \frac{dp}{dv} = \frac{d\theta}{dv} \frac{\mu_t - \mu^{(1)}}{2a\rho}.$$

Si l'on considère la déduction de cette équation, on voit immédiatement qu'elle est indépendante de la courbure de la couche capillaire, pourvu qu'on suppose avec Stefan, Fuchs, Rayleigh et Van der Waals que la pression thermique θ est une fonction unique de la densité au point considéré. Si donc une couche capillaire plane adjacente à la vapeur pouvait exister, la relation entre p et $\frac{1}{\rho}$ devrait être la même que pour une couche capillaire courbe limitée par la vapeur à la même tension.

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 208 ; 1902 ; 1908. (Par erreur j'ai écrit $d\theta = -p dv$ au lieu de $d\theta = -\rho dV$.)

Or, dans le cas que nous avons imaginé, la courbe donnant la relation entre p et $\frac{1}{\rho}$ se composerait de deux segments identiques. En effet, si l'on considère le segment $C_4B_4A_4$ de la fig. 1 compris entre C_4 et le point à gauche dont l'ordonnée est la même que celle de C_4 , ce segment sera la moitié de la courbe cherchée pour la membrane considérée. Comme courbe donnant la relation entre p et $\frac{1}{\rho}$, on obtiendra pour la membrane la fig. 2, qui donnerait au point P deux valeurs différentes de $\frac{dp}{dv}$, ce qui est impossible. Il n'y a donc pas de couches capillaires planes incomplètes.

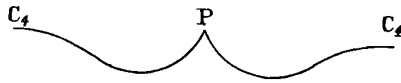


FIG. 2.

De toutes les courbes de la fig. 1, HFK étant la seule pour laquelle les pressions relatives aux phases homogènes ont la même valeur, elle est l'unique courbe qui puisse donner la relation entre p et $\frac{1}{\rho}$ pour une couche capillaire plane. Les autres courbes se rapportent toutes à des courbes capillaires sphériques.

Ordinairement on considère comme épaisseur d'une couche capillaire plane la moitié de l'épaisseur d'une membrane qui a son épaisseur minima. Il résulte des considérations précédentes qu'une telle conception n'est pas admissible, sans quoi la membrane devrait se composer de deux couches capillaires s'appuyant réciproquement sur leur plan de densité maxima, auquel cas le potentiel V des forces d'attraction et les grandeurs qui en dépendent ne pourraient pas avoir la même valeur que pour le point correspondant d'une couche capillaire qui limite une « grande masse » de liquide ; or j'ai démontré plus haut que la couche capillaire plane est entièrement déterminée à température constante.

Conséquence : entre les deux couches capillaires qui limitent une membrane, on doit toujours avoir une certaine quantité de liquide homogène. L'épaisseur d'une membrane d'épaisseur minima doit donc être supérieure au double de l'épaisseur d'une couche capillaire

plane. Le rayon de la sphère d'activité étant du même ordre que l'épaisseur de la couche capillaire, on pourrait prendre pour épaisseur de celle-ci environ le tiers de l'épaisseur minima d'une membrane.

§ 2. *Épaisseur de la couche capillaire plane et tension des membranes minces.* — J'ai trouvé antérieurement pour l'épaisseur h d'une couche capillaire plane la formule (1).

$$h = \frac{\alpha}{\sqrt{1-m}} - \beta,$$

dans laquelle α et β sont des constantes et m la température réduite. Pour l'éther on a, en $\mu\mu$:

$$h = \frac{6,014}{\sqrt{1-m}} - 4,93.$$

A la température de $-39^{\circ},3$ C., $m = \frac{1}{2}$, et l'on a $h = 3,6 \mu\mu$.

S'il était permis d'appliquer la loi des états correspondants à l'eau et à l'éther, les épaisseurs de leurs couches capillaires à des températures correspondantes seraient proportionnelles à $\sqrt[3]{\frac{T_k}{p_k}}$ et l'on aurait :

$$\frac{h_{\text{éther}}}{h_{\text{eau}}} = \frac{236}{151} = 1,5 \text{ environ.}$$

On en déduirait pour l'eau, à $t = 46^{\circ}$ C., pour laquelle $m = \frac{1}{2}$, $h = \frac{3,6}{1,5} = 2,4 \mu\mu$. Quoique l'eau ait des molécules associées jusqu'à 230° C. (van Laar), il est vraisemblable que l'ordre de h diffère peu de la valeur $2,4 \mu\mu$, laquelle est en parfait accord avec les expériences de E.-S. Johannott jun. (2) qui a étudié 221 membranes d'eau de savon à différentes températures. A l'aide de ses tables, j'ai construit la courbe représentée par la fig. 3.

Johannott trouve comme valeur minima de l'épaisseur des membranes $6 \mu\mu$. L'épaisseur de la couche capillaire étant environ le tiers de cette valeur, on trouve $2 \mu\mu$ pour l'épaisseur de la couche capillaire d'une membrane d'eau de savon aux températures ordinaires,

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. V, p. 113; 1906.

(2) *Phil. Mag.*, t. XLVII, p. 501; 1899; et dernière série, t. XI, p. 746-753; 1906.

ce qui est parfaitement d'accord avec la valeur $2,4 \mu\mu$ trouvée théoriquement.

Johannotta a trouvé de plus que la *tension de ses membranes était indépendante de leur épaisseur*. Chaque membrane se composant toujours de deux couches capillaires complètes avec un noyau liquide, la tension doit être la même jusqu'à son épaisseur minima égale au double de la constante de Laplace. A une température donnée, la tension de la membrane a donc une valeur déterminée, par conséquent indépendante de son épaisseur.

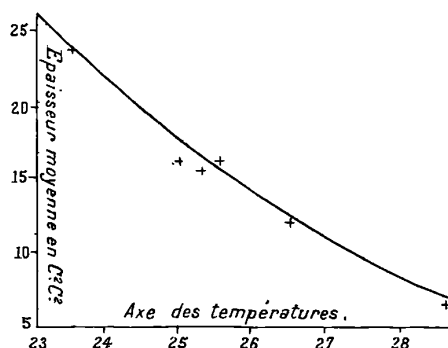


FIG. 3.

Dans un mémoire antérieur ⁽¹⁾, j'ai essayé d'expliquer la naissance des taches noires de Newton dans les membranes très minces par la disparition des phases qui ne peuvent pas être stables entre elles (partie labile de l'isotherme théorique). Des considérations qui précèdent il résulte que *les couches capillaires sont toujours complètes*, puisque l'épaisseur d'une membrane est toujours supérieure au double d'une couche capillaire. On ne peut donc interpréter les taches noires autrement que produites par une évaporation locale accélérée. La tension capillaire au point considéré étant pour un instant plus petite qu'aux alentours de ce point, la phase homogène diminue et la membrane devient plus mince au point considéré. La *fig. 4* montre les couches capillaires qui limitent une tache noire ronde dont BC est la méridienne. Sur une bande méridienne d'une unité de largeur deux couples agissent. L'un a pour force la

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. III, p. 928 ; 1904.

constante H de Laplace ⁽¹⁾, le bras de levier mn n'étant autre que la profondeur de l'excavation. D'après la théorie de Kelvin, la pression au point convexe u et aux environs doit être plus petite qu'au point Q , et de même la pression au point concave R et aux environs doit être plus petite qu'au point S ; on aura donc un couple

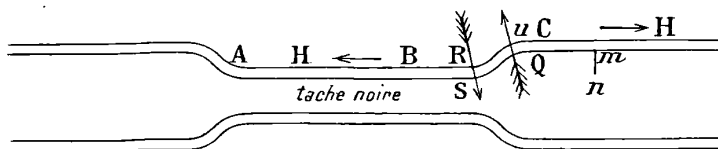


FIG. 4.

avec la force $p_o - p_u = p_R - p_S$, couple de signe contraire au précédent. La tache noire sera en équilibre, si les moments des deux couples ont la même valeur.

§ 3. *Tension capillaire des petites gouttes.* — A une goutte sphérique de liquide de rayon donné correspond, à température constante, une pression déterminée de la vapeur qui entoure la gouttelette (Kelvin). De même que, pour une couche capillaire plane, on peut faire voir que la structure de la courbe capillaire sphérique qui limite la gouttelette est entièrement définie par la pression de la vapeur environnante. Cependant il serait difficile de démontrer que la goutte doit avoir un noyau liquide (phase homogène). Tandis que, pour une couche capillaire plane, la masse de la phase homogène liquide est toujours indépendante des couches capillaires qui la limitent, pour une gouttelette sphérique, la masse de la phase homogène dépend évidemment du rayon de courbure de la couche capillaire qui la limite; on ne peut donc avoir deux gouttelettes de même rayon et de masses différentes. Toutefois nous pouvons conclure à la nécessité du noyau liquide. En effet, nous avons vu que dans les couches capillaires planes les phases métastables de l'isotherme théorique ne pouvaient être en équilibre entre elles et qu'il leur faut de chaque côté l'appui d'une phase homogène (le liquide d'un côté, la vapeur de l'autre). Cette remarque me paraît suffire

(1) Plus exactement, $H = \int_1^2 (p_n - p_t) dh$ doit être remplacé par $-\int^2 p_n dh$,

parce qu'ici, p_n étant petit, l'intégrale $\int_1^2 p_n dh$ peut être négligée.

déjà pour conclure que l'équilibre d'une couche capillaire sphérique doit être constitué de la même manière que pour une couche plane. Proposons-nous maintenant de calculer le rayon d'une gouttelette qui a son volume minimum, et montrons qu'il est de l'ordre du rayon de la sphère d'activité.

La formule connue de Kelvin :

$$(4) \quad R = \frac{2H}{p_l - p_v},$$

dans laquelle H est l'écart de la loi de Pascal⁽¹⁾, p_l et p_v les pressions respectives dans le noyau liquide et dans la vapeur, donne une grandeur R intermédiaire entre les rayons des sphères qui limitent la couche capillaire sphérique. Le rayon de la gouttelette est du même ordre que R et un peu plus grand. Les pressions p_l et p_v , pour le cas que nous étudions, sont données (fig. 1) par les ordonnées des points A_8 et C_8 , dont les abscisses sont les inverses des densités du liquide et de la vapeur.

Comme nous ne cherchons pas la valeur exacte de R , mais son ordre de grandeur, nous pouvons employer l'équation d'état de Van der Waals. L'égalité du potentiel thermodynamique aux points A_8 et C_8 donne approximativement :

$$(4)_a \quad (v_1 + v'_1) (p_l - p_1) = (v_2 + v_{\max}) (p_v - p_1);$$

v_1, v'_1, v_2 et v_{\max} sont respectivement les abscisses des points H, A_8, K , et C_8 et p_1 est la pression de la vapeur saturée correspondante. On peut poser $v_1 = v'_1$, d'où :

$$(4)_b \quad 2v_1 (p_l - p_1) = (p_v - p_1) (v_2 + v_{\max}).$$

En général, les grandeurs qui déterminent l'état de la gouttelette ne sont pas faciles à calculer. Cela est aisé à la température absolue $T = \frac{27}{32} T_k$, pour laquelle l'isotherme est tangente à l'axe des volumes.

Pour l'éther, on a alors $t = 121,5$ C. D'autre part, l'équation d'état de Van der Waals donne pour les trois volumes spécifiques qui correspondent à une même pression :

$$(5) \quad \frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2} + \frac{1}{v_3} = \frac{3}{v_k}$$

(1) Pour une goutte de rayon mesurable, H n'est autre que la constante capillaire de Laplace.

v_k étant le volume critique ; v_1 et v_2 sont les abscisses des points H et K (fig. 1), tandis que v_3 donne le troisième point d'intersection de l'isotherme avec HK. Pour l'éther, on a en centimètres cubes :

$$v_1 = 1,7, \quad v_2 = 27,3 \quad \text{et} \quad v_k = 3,8, \quad \text{d'où} \quad v_3 = 6,12.$$

D'autre part,

$$p_l = 7896^{\text{mm}}, 2 = 10,528 \times 10^6 \frac{\text{dynes}}{\text{cmq}},$$

et l'ordonnée du point qui correspond à A_1 est ici nulle parce que l'isotherme est tangente à l'axe des volumes. La règle de Maxwell-Clausius donne approximativement :

$$(6) \quad p_l (v_3 - v_1) = (p_v - p_l) (v_2 - v_3),$$

d'où l'on déduit :

$$p_v = 12,725 \times 10^6 \frac{\text{dynes}}{\text{cmq}}.$$

Pour avoir la valeur de v_{max} dans l'équation (4)_a, nous appliquons l'équation (5) pour la pression donnée par l'ordonnée du point C_8 :

$$\frac{1}{v_1} + \frac{2}{v_{\text{max}}} = \frac{3}{v},$$

d'où

$$v_{\text{max}} = 10 \text{ centimètres cubes.}$$

L'équation (4)_b devient donc :

$$2(p_l - 10,528 \times 10^6) \times 1,7 = 2,197 \times 10^6 (27,3 + 10),$$

d'où :

$$p_l = 34,63 \times 10^6 \frac{\text{dynes}}{\text{cmq}},$$

et

$$p_l - p_v = (34,63 - 12,72) 10^6 = 21,91 \times 10^6 \frac{\text{dynes}}{\text{cmq}}.$$

L'équation de Kelvin donne ensuite :

$$(7) \quad R = \frac{2H}{p_l - p_v} = \frac{H}{10,95} \times 10^{-6} \text{ centimètres,}$$

H est l'écart total de la loi de Pascal et serait égal à la constante de Laplace si la gouttelette avait un rayon mesurable; en tout cas H est du même ordre que la constante de Laplace.

En effet, j'ai trouvé pour l'écart total de la loi de Pascal (1) :

$$(8) \quad H = -\frac{\lambda}{\sqrt{a}} \int_{\rho_1}^{\rho_2} \sqrt{p_n - \theta + \frac{V^2}{4a}} \times \frac{1}{\rho} \frac{d\theta}{d\rho} d\rho.$$

En établissant cette expression, j'ai considéré, comme dans la théorie de Laplace, le liquide comme un *agent continu* dont les particules n'agissent qu'à des distances très petites. La fonction de force

la plus simple pour les forces d'attraction est en ce cas : $-f \frac{e^{-\frac{r}{\lambda}}}{r}$ dont la constante λ intervient dans la formule (8). a est le coefficient de l'expression connue $a\rho_2$, qui mesure la cohésion (pression moléculaire de Laplace) d'une phase homogène de densité ρ ; V , θ et p_n ont leur signification habituelle.

Pour une couche capillaire *plane*, les limites ρ_1 et ρ_2 de l'intégrale correspondent aux points H et K de la *fig. 1*. Pour la couche capillaire sphérique, que nous considérons ici, les limites sont données par les points A_8 et C_8 . L'équation $d\theta = -\rho dV$ donne en intégrant :

$$(9) \quad V = -\int \frac{d\theta}{\rho} + C^{te}.$$

Or, pour la phase *homogène* correspondant au point A_8 ,

$$V_1 = -2a\rho_e.$$

L'équation (9) devient donc :

$$V = -\int \frac{d\theta}{\rho} - 2a\rho_1.$$

La pression thermique θ étant une fonction unique de la densité, les valeurs de V aux points de même densité de deux couches capillaires plane et sphérique ne peuvent pas différer beaucoup : en effet, V ne dépend que de la densité au point considéré et de la densité ρ_e de la phase homogène, et les densités correspondant aux points A_8 et H diffèrent peu. Pour les points *correspondants* des deux couches capillaires, l'expression $-\theta + \frac{V^2}{4a}$ est donc à peu près la même. Au

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. I, p. 112; 1902.

contraire, en tous les points de la couche sphérique, p_n est plus grand que la pression ordinaire de la vapeur saturée. Le trinôme $\rho - \theta + \frac{v^2}{4a}$ sera donc plus grand pour la couche capillaire de courbure maxima que pour la couche capillaire plane, tout en restant du même ordre de grandeur qu'elle pour la température $T = \frac{37}{32} T_k$. Si nous adoptons pour la pression thermique l'expression de Van der Waals $\theta = \frac{RT}{v - b}$, on peut écrire :

$$H = \frac{\lambda}{\sqrt{a}} \int_{v_1}^{v_2} \sqrt{\rho_n - \theta + \frac{v^2}{4a}} \cdot \frac{vRT}{(v - b)^2} dv, \quad \left(v_1 = \frac{1}{\rho_l}, v_2 = \frac{1}{\rho_v} \right),$$

v_2 est l'abscisse de C_8 pour la couche capillaire sphérique, et celle de K s'il s'agit de la couche capillaire plane; le v_2 sphérique est donc moindre que le v_2 plan : le facteur positif $\frac{vRT}{(v - b)^2}$ est plus petit pour la couche capillaire plane que pour la couche sphérique; l'inverse a lieu pour le radical; il y a donc sensiblement compensation, et l'on peut dire que H reste du même ordre de grandeur pour les deux couches capillaires.

Pour avoir l'ordre de grandeur de R dans l'équation (7), on peut donc remplacer H par la constante capillaire de Laplace. Pour l'éther, à $t = 421^{\circ},5$ C., $H = 5,17 \frac{\text{dynes}}{\text{cm}}$, d'où :

$$R = \frac{5,17}{10,95} \times 10^{-6} = 5 \times 10^{-7} \text{ centimètres, sensiblement } = 5 \mu\mu.$$

Si l'on calcule l'épaisseur de la couche capillaire plane de l'éther à $421^{\circ},5$ C. par ma formule, on trouve :

$$h = \left(\frac{6,0844}{\sqrt{1 - 9,844}} - 4,93 \right) \mu\mu = \text{environ } 10 \mu\mu.$$

R ayant une valeur intermédiaire entre les rayons des sphères qui limitent la couche sphérique considérée, nous voyons que le rayon de la gouttelette est supérieur à $5 \mu\mu$; il est donc du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la couche capillaire plane.

De la même façon, j'ai calculé pour l'éther, à $t = 421^{\circ},5$ C., le

rayon minimum d'une bulle de vapeur qui se trouve au milieu du liquide⁽¹⁾ et j'ai trouvé :

$$R = \frac{2H}{p_v - p_l} = \frac{2 \times 5,17}{10,528} \times 1,048 \times 10^{-6} = 10^{-6} \text{ cm. environ} = 10 \mu\mu.$$

c'est encore du même ordre de grandeur que le rayon de la sphère d'activité.

J'ai également trouvé, à 0° C., pour le rayon minimum d'une gouttelette d'éther :

$$R = \frac{2H}{p_l - p_v} = \frac{2 \times 19,3}{36,411 - 0,3178} \times 10^{-6} = 10,1 \mu\mu.$$

Si l'on appliquait la loi des états correspondants aux valeurs de R de l'eau et de l'éther, comme on l'a fait pour les épaisseurs de leurs couches capillaires, on aurait :

$$\frac{R_{\text{éther}}}{R_{\text{eau}}} = 1,5.$$

A 100° C. (qui pour l'eau correspond à 0° C. pour l'éther), l'ordre de grandeur de R, pour une gouttelette d'eau de volume minimum, sera donc 6 ou 7 $\mu\mu$. Le rayon de la gouttelette étant supérieur à R, on peut prendre 10 $\mu\mu$ comme ordre de grandeur du rayon minimum d'une gouttelette d'eau à 0° C.

Au moyen de l'expérience qui sert à calculer le nombre d'ions qui se forment dans l'air, sous l'influence des rayons de Röntgen ou par l'illumination ultra-violette d'un conducteur chargé d'électricité négative, J.-J. Thomson trouve pour le volume des gouttelettes d'eau qui se condensent autour des ions : $1,6 \times 10^{-10}$ centimètres cubes. Or, le minimum des gouttelettes qui se forment *librement* (en dehors de l'influence des ions, des poussières) est :

$$\frac{4}{3} \pi (10^{-6})^3 = 4,2 \times 10^{-18} \text{ centimètres cubes.}$$

On voit donc que : les gouttelettes de l'expérience de J.-J. Thomson sont plusieurs milliers de fois plus grandes que le volume de minimum absolu d'une gouttelette.

(1) *Ann. der Phys.*, 4^e série, t. XXVI, p. 53; 1908.

RAYONNEMENTS ET POTENTIEL EXPLOSIF (Suite)⁽¹⁾;

PAR M. GEORGES MOREAU.

TROISIÈME PARTIE.

ACTION DE LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE.

L'étude de l'action de la lumière ultra-violette sur le potentiel explosif d'un micromètre M fournit des résultats analogues à ceux du radium.

Dispositif expérimental. — Le micromètre M qui donne l'étincelle sensible M est disposé comme précédemment (*fig. 1*) sur le circuit de décharge d'un condensateur de capacité C, avec l'ampèremètre thermique qui mesure l'intensité efficace de la décharge. Une bobine B charge ce condensateur.

La source active est une autre étincelle *m* qui éclate entre les boules platinées d'un second micromètre *m* à vis micrométrique, disposé sur le circuit de décharge d'un condensateur de capacité *c*, chargé par une seconde bobine *b*. Pour observer une action nette, il importe que deux conditions soient remplies :

1° Il faut que les deux étincelles soient presque simultanées, afin que la modification produite sur les deux électrodes ait son plein effet. Les deux inducteurs B et *b* sont excités par le même courant primaire, l'interrupteur de B servant à l'inducteur *b*. C'est le procédé de Hertz, c'est aussi le plus simple et le plus puissant ;

2° Il est nécessaire que l'étincelle active *m* éclate avant l'étincelle sensible M.

L'époque d'une étincelle *m* ou M, comptée à partir de l'interruption du courant primaire, dépend de la distance explosive de son micromètre et de la capacité de son circuit. Ainsi l'époque t_m d'une étincelle active *m* est fonction de la distance explosive d_m du micromètre *m* et de la capacité *c*. Si la capacité *c* est faible vis-à-vis de la capacité C du micromètre M, l'étincelle active se produira avant l'étincelle sensible et pourra agir sur elle, pour différentes distances

(1) Voir page 16, 1^{re} partie.

explosives de m . Il n'y a pas lieu de tenir compte du retard d'action de la lumière ultra-violette, car il est de l'ordre du cent millionième de seconde, d'après M. Swyngedauw (1), tandis que l'intervalle qui sépare les deux étincelles M et m est de l'ordre du dix-millième de seconde.

Avec les deux micromètres réglés, on pourra étudier l'action de l'étincelle m sur M, comme on l'a fait pour le radium : l'étincelle m remplaçant la source active.

Les résultats obtenus sont les suivants, indiqués dans le même ordre que ceux de la seconde partie.

I. Les radiations ultra-violettes agissent sur le trait blanc lumineux de l'étincelle sensible, qui s'amincit et diminue d'intensité. L'action sur l'auréole est nulle.

II. Pour une intensité fixe du rayonnement, l'abaissement explosif varie avec la distance explosive de l'étincelle sensible. Il est faible pour les grandes et petites étincelles et passe par un maximum pour une certaine distance explosive.

Ce résultat, analogue à celui observé avec le radium, a été également constaté par Wiedemann et Ebert (2).

III. L'action de la lumière ultra-violette est localisée sur les électrodes. Elle agit également sur la cathode et sur l'anode.

D'après Wiedemann et Ebert, l'action s'exercerait surtout sur la cathode.

IV. Influence de l'orientation de la vibration active sur l'abaissement. — Les expériences suivantes établissent que l'orientation de la vibration active par rapport aux boules du micromètre n'a aucune influence.

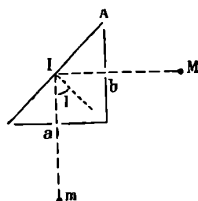


FIG. 3.

Les radiations émises par l'étincelle active m tombent sur un

(1) SWYNGEDAUF, *Comptes Rendus*, mars 1900.

(2) WIEDEMANN et EBERT, *loc. cit.*

miroir A (*fig. 3*) sous une incidence voisine de 60° , puis sur le micromètre sensible M. Deux écrans percés de trous *a* et *b* fixent la direction du pinceau incident et du pinceau réfléchi. Le miroir A a pour effet de polariser le rayon réfléchi dans le plan d'incidence, polarisation qui ne peut être obtenue avec les polariseurs ordinaires qui utilisent le phénomène de réfraction, par suite de l'absorption rapide des radiations ultra-violettes actives que Hertz a signalée.

Si on fait tourner le micromètre M autour du pinceau réfléchi IM, de façon que l'étincelle, toujours située dans le plan normal à IM, se produise dans un azimut variable par rapport au plan d'incidence, l'orientation de la vibration active changera par rapport à l'axe du micromètre sans que l'intensité soit modifiée. Si cette orientation intervient dans le phénomène, l'abaissement ω variera avec l'azimut.

Voici les valeurs obtenues pour ω dans trois azimuts :

Azimut 1 : Le micromètre M est normal au plan d'incidence ;

Azimut 2 : Le micromètre est à 45° du plan d'incidence ;

Azimut 3 : Le micromètre est dans le plan d'incidence ;

et avec des substances réfléchissantes différentes.

Miroir A	Azimuts	1	2	3
De quartz.....	$\omega =$	0,35	0,35	0,36
De sel gemme.....		0,30	0,29	0,31
D'argent.....		0,46	0,48	0,45
De platine.....		0,34	0,36	0,37

Avec un miroir de verre, l'observation a été faite sous différentes incidences I :

I	Azimuts	1	2	3
40°	$\omega =$	0,34	0,30	0,33
50°		0,30	0,32	0,33
60°		0,30	0,32	0,33
70°		0,33	0,35	0,32

On peut conclure de ces expériences que, quelle que soit l'incidence, l'abaissement ω est le même dans les trois azimuts, c'est-à-dire que l'orientation de la vibration active n'a pas d'influence sur l'abaissement.

Il y a lieu de rapprocher ce résultat des observations de Lénard, confirmées par celles de Ladenburg (¹) sur l'effet photoélectrique. La décharge par les rayons ultra-violetts d'un métal chargé négativement ne dépend pas de l'orientation de la vibration incidente, à

(¹) LADENBURG, *Annalen der Physik*, 1903, p. 573.

l'encontre des résultats observés par Elster et Geitel avec les radiations visibles et l'amalgame de potassium et de sodium. Les radiations ultra-violettes actives pénètrent, en effet, plus profondément dans le métal que les radiations visibles, et l'influence d'une orientation dans la lumière incidente devient rapidement négligeable, car la vibration tourne pendant la traversée du métal. Pour le nickel, Ladenburg trouve que l'épaisseur atteinte est au moins 8 fois la longueur d'onde.

V. Variation de l'abaissement ω avec l'intensité du rayonnement.

— Les expériences sont faites ainsi : le micromètre M étant fixe, on déplace le micromètre m et on observe l'abaissement ω pour différentes distances D.

Voici les nombres obtenus dans plusieurs séries d'observations :

Capacité de M = 350 unités, dis. exp. de M = 0^{mm},8,
 Capacité de $m = 0$, d_m variable de 0^{mm},25 à 2 millimètres.

	D ^{cm} = 24	19	14	13	12	10	8	6
$z =$	1,6	2,7	5,1	5,9	6,9	10	15,6	27,7
$d_m = 0,25$	$\omega = 0$	0	0,025	0,092	0,17	0,28	0,40	0,445
0,50	$\omega = 0$	0	0,092	0,15	0,24	0,37	0,45	0,46
1	$\omega = 0$	0,036	0,16	0,22	0,35	0,41	0,42	0,43
2	$\omega = 0,067$	0,123	0,22	»	0,345	0,41	0,45	0,46

Les valeurs de z sont calculées avec la formule $z = \frac{1000}{D^2}$,

z varie comme l'intensité du rayonnement qui tombe sur les boules du micromètre M.

Si, pour chaque série d'observations, on construit la courbe de variation de ω avec z , on retrouve la courbe de la fig. 2; à partir d'une certaine intensité définie par l'abscisse OA = z_0 , elle s'élève rapidement et tend vers une direction asymptotique parallèle à Oz.

Pour chaque courbe, on a donc à distinguer :

1° Une valeur minima de z , indiquant que l'intensité du rayonnement doit dépasser une certaine valeur pour agir sur l'étincelle. Cette valeur minima z décroît à mesure que la longueur de l'étincelle active m augmente, car l'intensité de la source croît avec cette longueur.

On a :

$d_m = 0,25$	0,50	1	2
$z_0 = 5$	4	2	1

2° Une valeur maxima de ω indiquant que l'abaissement ω ne

dépasse pas *une valeur limite*, lorsque l'intensité du rayonnement croît.

Pour les différentes séries, l'abaissement limite a la même valeur.

Ainsi :

$d_m = 0,25$	0,50	1	2
$\omega_e = 0,45$	0,46	0,43	0,46

d'où comme moyenne 0,45.

Ces résultats sont donc tout à fait comparables à ceux du radium et des rayons cathodiques. L'abaissement limite a la même valeur dans l'air avec des boules platinées : *il est donc indépendant de la nature de la source active.*

La nature du matériel des électrodes du milieu gazeux doit modifier l'abaissement limite.

Wiedemann et Ebert ont constaté avec la lumière ultra-violette que le platine est le métal le plus sensible, le laiton vient ensuite, puis le fer, le zinc et enfin l'aluminium qui est à peu près insensible. Ces observations concordent bien avec celles que j'ai indiquées à propos du radium.

VI. Variation de l'abaissement ω avec la pression du milieu gazeux.

— L'étude des variations de ω avec la pression de l'air est faite avec le dispositif décrit dans la seconde partie. Le micromètre sensible M est placé dans la boîte à vide, dont la fenêtre est close par un disque de quartz de 2 millimètres d'épaisseur qui absorbe faiblement les radiations actives (Hertz). Le micromètre m est disposé à l'extérieur de la boîte, à 13 centimètres de M. On effectue la mesure de ω pour différentes pressions P.

Voici les nombres de différentes séries d'expérience : P est exprimé en centimètres de mercure.

(A)	$C_m = 350,$	$d_m = 0^{mm},5$					
	$C_m = 0,$	$d_m = 2$ millimètres,					
P = 5	8	12	23	18	60	76	
$\omega = 0,42$	0,46	0,56	0,52	0,47	0,26	0,17	
(B)	$C_m = 350,$	$d_m = 0^{mm},2,$					
	$C_m = 0,$	$d_m = 1$ millimètre.					
P = 5	9	11	17	22	23	58	76
$\omega = 0,22$	0,47	0,51	0,42	0,35	0,24	0,10	0,10

(C)	$C_m = 175,$		$d_m = 1$ millimètre,				
	$C_m = 0,$		$d_m = 1$ millimètre.				
P = 5	7	10	16	28	44	55	75
$\omega = 0,38$	0,45	0,50	0,43	0,34	0,21	0,14	0,08
	$C_m = 175,$		$d_m = 1^{mm},5,$				
	$C_m = 0,$		$d_m = 1^{mm},5.$				
P = 5	7	10	13	35	44	55	75
$\omega = 0,39$	0,45	0,50	0,47	0,35	0,28	0,21	0,15

L'abaissement ω croît à mesure que la pression diminue, atteint un *maximum*, pour devenir très faible aux basses pressions. La pression qui correspond au maximum est sensiblement la même dans toutes les séries, soit 11 centimètres. Wiedemann et Ebert qui ont aussi constaté l'existence d'une pression analogue, la fixent au voisinage de 30 centimètres. Il est possible du reste qu'elle dépende de la longueur d'onde excitatrice.

L'abaissement maximum observé dans les différentes séries d'expériences a comme valeur moyenne 0,50.

La conclusion est la même que celle qui résulte de l'étude du radium : *l'abaissement ω ne dépasse pas une valeur limite indépendante de la source active, de l'étincelle et de la pression du milieu gazeux.*

QUATRIÈME PARTIE.

THÉORIE DE L'ABAISSEMENT DU POTENTIEL EXPLOSIF. ACTION DES GAZ D'UNE FLAMME.

I. Il résulte des expériences précédentes que l'action du radium et celle de la lumière ultra-violette sur le potentiel explosif sont comparables et par suite doivent être expliquées de la même façon. Si on remarque que le rayonnement agit sur les boules et non sur l'étincelle elle-même, on est conduit à supposer que le rayonnement provoque sur chaque boule une émission corpusculaire qui ionise par chocs les molécules d'air de l'intervalle explosif. Celui-ci contenant plus d'ions qu'en l'absence du rayonnement, la décharge du condensateur pourra s'effectuer sous un plus faible potentiel. Cette hypothèse suffit à expliquer tous les faits expérimentaux.

Les ions produits dans l'intervalle explosif, provenant de la rupture des molécules, il faut que l'énergie cinétique acquise par un ion

entre deux chocs successifs dépasse une certaine valeur E . Si X est le champ explosif abaissé, e la charge d'un ion, λ son libre parcours moyen, on doit avoir :

$$Xe\lambda > E.$$

Soient V_0 le potentiel explosif en l'absence du rayonnement, V le potentiel explosif sous l'action du rayonnement, d la longueur de l'étincelle, on a :

$$V = V_0(1 - \omega), \quad X = \frac{V}{d},$$

d'où, de l'inégalité précédente on tire :

$$\omega < 1 - \frac{Ed}{V_0e\lambda},$$

Or le produit $V_0\lambda$ est à peu près constant quand la pression varie sans devenir trop faible, ainsi que $\frac{V_0}{d}$ lorsque la distance explosive change à pression constante ; donc l'abaissement ω ne peut dépasser une *limite maxima*, indépendante de la pression du gaz, de la nature de la source active, mais qui peut changer avec la nature des boules du micromètre et du gaz diélectrique.

Remarquons que l'abaissement limite donné par la formule précédente croît si le chemin libre λ augmente : donc, si l'étincelle éclate dans l'hydrogène, l'abaissement limite sera plus considérable que dans l'air. En supposant que E conserve la même valeur dans les deux gaz, et adoptant, pour le chemin libre d'un ion négatif à la pression atmosphérique, les nombres indiqués par Townsend, on peut calculer avec la formule l'abaissement limite ω_n . On admet pour l'air la valeur limite $\omega = 0,50$ trouvée avec le radium. On a ainsi $\omega_n = 0,71$; or l'expérience a fourni à Herwegg la valeur 0,66 pour l'abaissement maximum dû aux rayons cathodiques.

II. L'influence de la longueur de l'étincelle et de la pression pour une intensité donnée du rayonnement s'explique aisément.

Sous une pression constante, supposons que la distance explosive soit de l'ordre du chemin libre d'un corpuscule, les ions produits par chocs sont peu nombreux, le potentiel explosif du micromètre non éclairé est très élevé. Pour l'abaisser d'une valeur notable par un rayonnement extérieur, il faudra que ce rayonnement produise beaucoup de corpuscules, c'est-à-dire qu'à intensité constante l'action sur les petites étincelles sera plus faible que sur les grandes.

D'autre part, les étincelles se succèdent rapidement au micromètre, en ionisant l'atmosphère dans laquelle elles se produisent. Lorsqu'il n'y a aucun rayonnement actif, chacune d'elles est amorcée par les ions de la précédente, qui n'ont pas servi à transporter la décharge ; leur nombre sera d'autant plus grand que la distance explosive est plus considérable. Si donc un rayonnement agit, ou si d'une façon générale on introduit des ions de l'extérieur, pour que leur action soit notable, il faudra que le nombre des ions étrangers soit supérieur à celui des ions restants. Donc, à intensité constante, l'action sur les étincelles tend à diminuer si elles s'allongent.

On conçoit ainsi qu'on observe une longueur d'étincelle pour laquelle l'action soit *maxima*.

L'influence de la pression s'explique de même. Pour les très faibles pressions, l'ionisation du gaz par chocs est faible ; donc l'apport d'un nombre donné d'ions extérieurs aura une action plus faible que dans le cas d'une pression élevée. D'autre part, pour les pressions élevées, l'influence des ions restants devient considérable, car leur nombre augmente, et pour une intensité donnée du rayonnement actif, l'abaissement tend à décroître. Il y aura donc, à distance explosive et intensité du rayonnement constants, une pression pour laquelle l'abaissement sera *maximum*.

III. L'abaissement du potentiel explosif est provoqué, dans le cas du radium et de la lumière ultra-violette, par une action localisée sur les boules du micromètre. C'est là un fait expérimental incontestable. L'action se produit aussi bien sur la cathode et l'anode, et son intensité dépend du métal des boules. Si on admet que les ions, porteurs des charges dans l'intervalle explosif, sont dus à une ionisation par chocs des molécules du gaz par d'autres ions ou corpuscules partis des boules, il faut nécessairement admettre que le rayonnement provoque à la surface des boules la formation de ces ions et corpuscules.

Avec le radium, l'explication est aisée : les rayons β de la source active produisent à la surface du métal frappé un *rayonnement secondaire* constitué par des corpuscules presque aussi rapides que les corpuscules primaires et qui, en raison de cette vitesse, peuvent être détachés de la cathode et de l'anode. Leur nombre est d'autant plus grand que la densité du métal est plus élevée, et leur pouvoir pénétrant varie comme celui des rayons primaires⁽¹⁾. On comprend ainsi la sensi-

(1) ALLEN, *Radium*, 1906.

bilité plus considérable du platine et l'action prédominante des rayons β les plus rapides.

Quand c'est la lumière ultra-violette qui agit, l'explication est plus difficile. — Pour la cathode, l'hypothèse d'une émission corpusculaire cathodique est légitime, puisqu'on sait que la lumière ultra-violette décharge les métaux électrisés négativement. Pour l'anode elle est moins certaine, car elle conduit à admettre l'existence de corpuscules *positifs* émis par le métal sous l'action d'un rayonnement. Quelques expériences semblent cependant la confirmer. — Wood⁽¹⁾, en étudiant le spectre de la rotation magnétique de la vapeur de sodium, découvre des raies dues à des électrons positifs. — J. Becquerel et Dufour ont été conduits par d'autres méthodes à admettre, dans les cristaux et certaines vapeurs, l'existence des mêmes électrons. Plus récemment, J. Becquerel⁽²⁾ a reconnu la formation des mêmes électrons dans les tubes à vide.

Dans l'hypothèse d'une formation corpusculaire à la cathode et à l'anode, on peut se proposer de déduire de l'observation de l'abaissement du potentiel explosif *le nombre des corpuscules produits pour une intensité connue du rayonnement.* Pour cela, on calcule par le procédé de Townsend⁽³⁾ le nombre d'ions négatifs résultant du choc des corpuscules avec les molécules du gaz. — Pour plus de généralité, on supposera en outre qu'une source extérieure, flamme, radium, etc... ionise en même temps l'intervalle explosif.

Dans un champ uniforme, dans une tranchée S normale aux lignes de force, d'épaisseur dx , située à la distance x de la cathode, il se produit, en une seconde, dn ions négatifs; on a :

$$dn = (\alpha n + \beta p + \gamma p_0 + \mu) dx.$$

n = nombre d'ions négatifs traversant par seconde la section S en se dirigeant vers l'anode. — α = le coefficient d'ionisation par choc d'un ion négatif.

p et β sont les mêmes grandeurs pour les ions positifs.

p_0 = nombre de corpuscules positifs ou négatifs partant par seconde de l'anode sous l'action d'un rayonnement; γ , le coefficient d'ionisation par chocs de ces corpuscules. μ = le nombre d'ions négatifs

(1) WOOD, *Phil. Mag.*, XV, 1908.

(2) J. BECQUEREL, *Comptes Rendus*, 13 juillet 1908.

(3) TOWNSEND, *Phil. Mag.*, t. VI, 1903.

introduits dans l'intervalle explosif par seconde et par centimètre de longueur, par la flamme.

d = longueur de l'étincelle.

Soit \mathcal{N} , le nombre d'ions négatifs arrivant par seconde à l'anode, et n_0 le nombre de corpuscules négatifs partant par seconde de la cathode sous l'action du rayonnement, on tire facilement :

$$\mathcal{N} = [(\alpha - \beta) n_0 + \gamma p_0 + \mu] b - (\gamma p_0 + \mu),$$

ou

$$b = \frac{e^{(\alpha - \beta)d}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)d}},$$

b sera toujours considérable vis-à-vis de p_0 et μ ; d'après les recherches de Townsend, β est petit vis-à-vis de α et γ , car γ est de l'ordre de α , on a :

$$\mathcal{N} = bQ \quad \text{ou} \quad Q = \alpha n_0 + \gamma p_0 + \mu.$$

Supposons maintenant que le champ varie périodiquement, α et β varient. Soit τ la durée (inférieure à $1/4$ de période) de la variation pendant laquelle le rayonnement constant agit. On a, si Q_0 est la valeur moyenne de Q ,

$$N = Q_0 \int_0^\tau b d\tau,$$

ou

$$N = Q_0 B \tau \quad \text{avec} \quad \tau B = \int_0^\tau b d\tau.$$

Dans le cas où le champ est celui d'un micromètre en relation avec une bobine qui le charge, il croît à partir de 0 jusqu'à la valeur qui correspond au potentiel explosif. — Le temps τ peut être déduit des constantes de la bobine (self-induction capacité du secondaire). Les valeurs Q_0 et B seront sensiblement celles qui correspondent au champ moyen dans cet intervalle.

Si V est le potentiel explosif, e la charge d'un ion négatif, C la capacité du condensateur adjoint au micromètre, on a :

$$Ne = CV,$$

d'où :

$$(3) \quad CV = eQ_0 B \tau.$$

Si on peut connaître B pour différentes valeurs de V , on cal-

culera Q_0 , c'est-à-dire \bar{p}_0 et n_0 ou la production corpusculaire d'un rayonnement donné. La connaissance de B résulte de l'étude de l'action des gaz d'une flamme sur le potentiel explosif.

IV. Action des gaz d'une flamme sur le potentiel explosif. — Lorsque les gaz de combustion d'une flamme traversent l'intervalle explosif d'un micromètre, le potentiel explosif est abaissé. Les ions introduits par ces gaz facilitent le passage de l'étincelle.

La formule (3) se simplifie dans ce cas, — n_0 et p_0 sont nuls. Il vient :

$$CV = e\mu B\tau,$$

d'où :

$$B = \frac{CV}{e\mu\tau}.$$

Soit I le courant limite, observé par une méthode électrométrique, que fournissent les ions négatifs apportés par la flamme dans l'intervalle explosif d ; on a :

$$\mu = \frac{I}{ed},$$

d'où :

$$(4) \quad B = \frac{CV}{I\tau} d.$$

En observant V, I et calculant τ , on tire B.

La détermination de B revient ainsi à étudier l'abaissement ω du potentiel explosif dû aux gaz d'une flamme, pour différentes valeurs de I, c'est-à-dire pour des nombres variables μ d'ions apportés par la flamme.

Le dispositif expérimental est le suivant :

Le micromètre sensible M (*fig. 1*) est placé au-dessus d'une cheminée verticale en tôle suivant l'axe de laquelle brûle une petite flamme de gaz d'éclairage de 1^{cm},5 de hauteur. La flamme peut être éloignée ou rapprochée de M, de façon que les gaz de la combustion parcourent un chemin variable avant d'arriver à M. La flamme est choisie assez petite pour que la température du micromètre ne s'élève pas sensiblement. Pour différentes positions de la flamme, on mesure l'abaissement ω avec l'ampèremètre thermique et le courant de saturation I produit par les gaz entre les boules du micromètre. Cette dernière mesure est faite comme avant, avec un électromètre Curie et un champ de 800 volts par centimètre.

Voici les résultats obtenus avec un micromètre à boules platinées.

Capacité du condensateur $C = 250$ U. E. S., $d = 1$ millimètre;
 $x =$ distance de la pointe de la flamme à l'étincelle, évaluée en centimètres;
 $I =$ courant limité évalué en U. E. S.

x	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
I	7,8	4	3,2	2,9	2,5	2,2	1,8	1,5	1,2	0,8	0,4
ω	0,38	0,30	0,23	0,20	0,17	0,14	0,11	0,09	0,06	0,04	0,025

La courbe de variation de ω avec I a la forme suivante (fig. 4) voisine de celle de la fig. 2, — ω croît d'abord lentement (aA) jusqu'à $I_0 = 0,8$, puis rapidement suivant une droite AB , et enfin tend vers une direction asymptotique parallèle à OI . La valeur limite correspondante est $\omega = 0,45$.

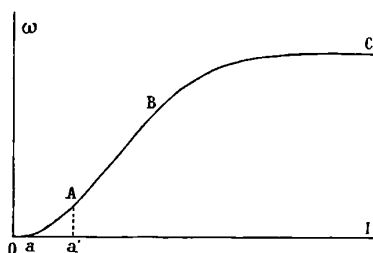


FIG. 4.

L'abaissement ne dépasse pas la valeur limite trouvée déjà pour le radium et la lumière ultra-violette.

La partie aA de la courbe s'interprète aisément : les étincelles qui éclatent au micromètre se succèdent rapidement, 27 par seconde environ. Lorsque les gaz de la flamme n'interviennent pas, chaque étincelle est amorcée par les ions restants de l'étincelle précédente. Pour que les ions introduits par la flamme puissent agir, il faut qu'ils soient en nombre notable vis-à-vis des ions restants. Comme d'après la courbe 4 l'abaissement ω croît régulièrement à partir du point A, on peut conclure que le courant $I = 0,8$, qui correspond au point A, transporte assez d'ions pour agir d'une façon prépondérante sur l'étincelle, dans les conditions actuelles de la décharge (intervalle explosif, période d'interruption).

Cette remarque explique aussi pourquoi on a observé avec le

radium et la lumière ultra-violette qu'un minimum d'intensité du rayonnement est exigé pour une action nette sur l'étincelle. Avec la lumière ultra-violette, j'ai constaté dans différentes séries d'expériences une partie aA dans les courbes de variation de ω avec l'intensité x .

Calcul de B. — Le calcul de B se fait d'après la formule (4) :

$$B = \frac{CVd}{I\tau};$$

V_0 étant le potentiel explosif sans flamme, on a :

$$(5) \quad V = V_0(1 - \omega),$$

d'autre part :

$$(6) \quad \frac{V}{V_0} = \sin \frac{2\pi\tau}{T_1},$$

ou :

$$T_1 = 2\pi \sqrt{L_1 C},$$

T_1 = période du secondaire de la bobine ;

L_1 = son coefficient de self-induction.

On a choisi la distance explosive $d = 1$ millimètre qui, avec le courant inducteur employé, correspond très sensiblement au potentiel explosif limite V_0 .

Le champ moyen X_m du micromètre est :

$$X_m = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \frac{V_0}{d} \sin \varphi\tau d\tau, \quad \text{ou} \quad \varphi = \frac{2\pi}{T_1};$$

d'où :

$$(7) \quad X_m = \frac{V_0}{d} \cdot \frac{1 - \cos \varphi\tau}{\varphi\tau},$$

avec :

$$L_1 = 76 \text{ henrys}, \quad d = 1 \text{ millimètre}, \\ C = 250, \quad V_0 = 15,3 \text{ U. E. S};$$

il vient :

ω	0,38	0,30	0,23	0,14	0,09	0,06	0,04
$B \cdot 10^{-4}$	32	39	78	102	137	172	252
X_m	50,9	56,6	63,4	73,4	79,5	82,6	85,6

On pourra ainsi construire une courbe des variations de B avec X_m . Cette courbe n'est valable que pour l'intervalle explosif

de 1 millimètre et la capacité 250 ou pour des valeurs voisines de ces grandeurs.

V. Rayonnement agissant sur les électrodes. — Dans le cas d'un rayonnement qui agit seulement sur les boules du micromètre, on peut poser :

$$\mu = 0, \quad \alpha = \gamma, \quad e(v_0 + p_0) = j.$$

La formule (3) donne :

$$(8) \quad CV = \alpha j B \tau,$$

d'où :

$$(9) \quad j = \frac{CV}{\alpha B \tau}.$$

Cette formule (9) permet de calculer le taux j de l'émission corpusculaire sous l'action du rayonnement actif et d'en suivre les variations avec l'intensité. Les différentes grandeurs qui interviennent dans cette formule (9) sont ainsi calculées :

V provient par la formule (5), de l'abaissement ω observé; α des expériences de Townsend : c'est la valeur du coefficient d'ionisation par choc des ions négatifs, correspondante au champ moyen du manomètre calculé par la formule (7); τ provient de la formule (6); B est tiré de la courbe qui relie les variations avec le champ moyen.

A. *Lumière ultra-violette.* — Avec la lumière ultra-violette, dans nos expériences, la source active est discontinue : c'est une étincelle ou une série de petites étincelles qui se produisent avant l'étincelle sensible. La formule (9) donnera $j\tau$, c'est-à-dire la charge émise sous l'action des étincelles actives et qui provoque l'abaissement d'une étincelle sensible.

Le tableau suivant contient des résultats du calcul relatifs à une série d'expériences poursuivies avec le procédé indiqué dans la troisième partie.

Capacité : $C = 250$, distance explosive = 1 millimètre,
 $D =$ distance en centimètres de l'étincelle sensible à la source,
 $z = \frac{1000}{D^2} j\tau$ est évaluée en U. E. S.

D	= 24	19	14	12	10	8	6
z	= 1,6	2,7	5,1	6,9	10	15,6	27,7
$10^4 \cdot j\tau$	= 0,39	0,72	1,87	6,09	18,12	55,7	104,5
$\frac{10^4 \cdot j\tau}{z}$	= 0,24	0,26	0,36	0,88	1,81	3,57	3,8

La charge corpusculaire $j\tau$ ne varie pas proportionnellement à l'intensité du rayonnement; elle croît d'abord très vite, puis tend vers une limite. Le rapport de la charge à l'intensité indiquée dans la quatrième ligne du tableau *augmente avec l'intensité*.

Il est intéressant de comparer ce résultat avec les observations analogues relatives à l'effet photo-électrique. — Griffith ⁽¹⁾ trouve que, dans la décharge photo-électrique du zinc, le rapport $\frac{q}{I}$ de la charge émise à l'intensité du rayonnement ultra-violet croît d'abord très vite avec I et ensuite plus lentement, qu'il n'y a pas proportionnalité entre q et I . — Ses observations et les miennes sont du reste également comparables au point de vue des nombres.

Avec une étincelle très riche en ultra-violet, comme source active, et à 10 centimètres d'une plaque de zinc, l'émission négative par seconde et unité de surface est comprise entre $0,044 \times 10^{-9}$ ampère et $6,4 \times 10^{-9}$ ampère. — Dans mes expériences, aux distances 10 centimètres et 6 centimètres, et pour 27 interruptions par seconde, $j\tau$ a les valeurs $0,016 \times 10^{-9}$ et $0,094 \cdot 10^{-9}$ ampères.

Étant données les différences qui existent entre les sources actives dans les deux cas et les métaux, on peut regarder ces résultats comme du même ordre de grandeur.

L'interprétation que j'ai donnée de l'action de la lumière ultra-violette sur l'étincelle reçoit donc, de ce fait, une autre confirmation expérimentale.

B. *Radium*. — Le radium produit des ions dans l'intervalle explosif par action sur les électrodes et par ionisation du milieu gazeux. L'expérience a montré que l'action sur les électrodes est prépondérante. On peut s'expliquer que l'ionisation de l'air n'intervienne pas, ou plutôt qu'elle n'ait pas d'influence sensible. Si on mesure par une méthode électrométrique le courant limite dû à l'ionisation de l'intervalle explosif par le radium, on trouve qu'il ne dépasse pas 0,35 unité électrostatique. Il est donc toujours inférieur au courant minimum, que l'étude de la flamme nous a indiqué comme nécessaire pour l'emporter sur les ions restants; ce courant = 0,8 unité électrostatique. La formule (9) est ainsi valable pour le radium, et on peut calculer d'après elle le taux j de l'émission corpusculaire.

(1) GRIFFITH, *Phil. Mag.*, 1907, 2.

Voici les résultats de ce calcul :

1 ^{re} série :	C = 250,	distance explosive = 0 ^{mm} ,8							
z.....	= 12	15	20	40	62	111	250		
j.....	= 0,288	0,493	0,96	1,88	4,09	7	17,5		
$\frac{j}{z}$	= 0,024	0,033	0,048	0,047	0,066	0,063	0,07		
2 ^e série :	C = 200,	distance explosive = 0 ^{mm} ,8							
z.....	= 7	12	15	20	27	40	62	111	250
j.....	= 0,126	0,44	0,79	1	1,07	1,80	3,1	4,7	12,5
$\frac{j}{z}$	= 0,018	0,037	0,053	0,05	0,045	0,045	0,05	0,043	0,05

De ce tableau il résulte que, dès que l'intensité du rayonnement a dépassé une certaine valeur minimum voisine de $x = 4$, l'émission corpusculaire est proportionnelle à l'intensité.

D'après les tableaux précédents, les nombres des corpuscules émis par seconde et par centimètre carré de chaque électrode sont compris entre $5 \cdot 10^8$ et $3 \cdot 10^{10}$, c'est-à-dire du même ordre que ceux qui ont été observés par Mc Clelland dans l'étude du rayonnement secondaire provoqué sur les métaux par le radium.

RÉSUMÉ.

I. L'abaissement du potentiel explosif d'une étincelle oscillante peut être mesuré avec précision par la variation de l'intensité efficace de la décharge.

II. Le rayonnement du radium, la lumière ultra-violette ne modifient pas le caractère oscillatoire de l'étincelle. Ils abaissent notablement le potentiel explosif. L'abaissement croît avec l'intensité du rayonnement jusqu'à une valeur limite indépendante de la source active, mais variable avec la nature du métal des électrodes et du gaz diélectrique. Les gaz de la flamme abaissent également le potentiel explosif sans dépasser la même limite.

III. L'abaissement croît à mesure que la pression du gaz qui entoure les électrodes décroît, jusqu'à un maximum égal à l'abaissement limite. Aux faibles pressions, l'abaissement est faible.

IV. Le radium agit par ses rayons β les plus rapides.

V. L'orientation de la vibration de la lumière ultra-violette incidente est sans influence.

VI. Les principaux résultats de cette étude sont expliqués par la théorie de l'ionisation par chocs des molécules de l'intervalle explosif.

Novembre 1908.

SUR LES RELATIONS ENTRE LE MAGNÉTISME ET LA TORSION (1);

Par M. JULES PELLET.

I

Wertheim et Matteucci ont étudié les premiers l'influence de la torsion sur les barreaux de fer doux aimantés. Plus tard, en 1858, Wiedemann étendit leurs recherches aux barreaux d'acier et découvrit l'influence de l'aimantation sur les barreaux tordus. J'ai été amené récemment à reprendre l'étude expérimentale de ces phénomènes, et j'ai pu mettre en évidence quelques particularités du nickel et des aciers au nickel.

Matteucci (2) a découvert qu'il se produisait des courants induits dans un barreau aimanté longitudinalement et soumis à la torsion. Il n'avait opéré que sur le fer, et plus tard Fleeming Jenkin et Ewing (3) ont montré qu'il avait indiqué inexactement le sens de ces courants. En réalité, si l'on tord dans le sens d'une vis des fils de fer aimantés les courants d'induction obtenus sont dirigés dans ces fils du pôle nord au pôle sud. Avec un dispositif à peu près semblable, mais plus précis, j'ai pu constater que des fils de nickel donnaient lieu aux mêmes phénomènes; mais, dans les mêmes conditions, les courants obtenus sont toujours en sens contraire de ceux que donne le fer, et ils sont légèrement plus intenses.

Avec quatre échantillons d'aciers au nickel dus à M. Guillaume et dont les teneurs en nickel variaient entre 25 et 44 0/0, j'ai obtenu dans tous les cas des courants de même sens que ceux dus au fer.

Le physicien allemand Braun (4) a découvert en 1889 qu'une spi-

(1) Travail fait au Laboratoire de Physique de la Faculté des Sciences de Montpellier.

(2) MATTEUCCI, *Annales de Chimie et de Physique*, t. LIII, 1858, p. 385.

(3) FLEMING JENKIN et EWING, *J. de Phys.*, 2^e série, t. I, p. 332; 1882.

(4) BRAUN, *J. de Phys.*, t. IX, 1890; et *Wiedemanns Annalen*, t. XXXV et XXXVIII, 1889.

rale de nickel dont les extrémités sont reliées aux bornes d'un galvanomètre produit, lorsqu'on l'étire, un courant instantané dans un certain sens ; si on la laisse revenir sur elle-même on obtient un courant en sens contraire. Deux spirales de même longueur faites avec le même fil, mais enroulées en sens contraire, donnent dans chaque cas des courants de sens opposé. Il a donné à ces courants le nom de *courants de déformation*. Wiedemann eut l'idée d'expliquer la production de ces courants en admettant que le fil de nickel était toujours plus ou moins aimanté et que l'action mécanique qu'on lui faisait subir modifiait cette aimantation. Il assimilait cette action mécanique à une torsion ; en réalité on sait que l'allongement d'une telle spirale équivaut plutôt à une flexion. Quoi qu'il en soit, j'ai pu constater les mêmes phénomènes sur le fer et les aciers au nickel, mais avec moins d'intensité. L'opinion de Wiedemann est encore confirmée par ce fait que l'aimantation préalable dans un sens ou dans l'autre de la spirale augmente ou diminue l'intensité des courants obtenus et que de plus ces phénomènes disparaissent totalement lorsque l'on recuit soigneusement la spirale, ce qui détruit son magnétisme⁽¹⁾.

Enfin j'ai repris les expériences par lesquelles Wiedemann a montré, en 1860, qu'un fil de fer parcouru par un courant et tordu reçoit une aimantation longitudinale dont le sens dépend à la fois du sens dans lequel a circulé le courant et du sens de la torsion.

Le dispositif que j'ai employé était semblable à l'un de ceux que Wiedemann a employés. Les fils étaient soigneusement recuits et maintenus pendant l'expérience perpendiculairement au méridien magnétique. L'aimantation était indiquée par la méthode balistique.

Les fils de nickel que j'ai étudiés s'aimantent dans les mêmes conditions en sens inverse des fils de fer étudiés par Wiedemann ; c'est-à-dire que le fil étant pincé à l'une de ses extrémités par un étau fixe et étant tordu à l'autre au moyen d'un étau mobile, si le courant parcourt le fil de l'étau mobile à l'étau fixe et si l'on tord le premier dans le sens contraire à celui du mouvement des aiguilles d'une montre, le fil prend à l'étau mobile un *pôle nord*. Si l'on renverse soit le sens du courant, soit le sens de la torsion, la polarité obtenue est elle-même renversée. Quoique les déviations indiquées

(1) Peut-être aussi pourrait-on faire intervenir les phénomènes de la réponse électrique, découverts par Bose (*Response in the Living and non Living*, Calcutta, 1902 ; et *J. de Phys.*, 4^e série, t. I, p. 481 ; 1902).

par le galvanomètre employé n'aient jamais dépassé 8 millimètres sur l'échelle graduée à 1 mètre, il semble que l'intensité de l'aimantation obtenue croisse avec l'intensité du courant qui parcourt le fil, mais seulement jusqu'à une certaine limite au delà de laquelle elle reste constante. Avec les fils d'acier au nickel l'aimantation obtenue a toujours été de même sens que dans le fer, mais elle est moins intense.

Les expériences de Matteucci, citées plus haut, montrent que la torsion d'un fil aimanté longitudinalement donne naissance à des courants instantanés dans le fil même.

De même, si l'on aimante d'abord transversalement un fil en le faisant parcourir par un courant, si l'on interrompt ce courant, qu'on relie les extrémités du fil aux deux bornes d'un galvanomètre, la torsion du fil provoquera la formation de courants instantanés. Le sens de ces courants est toujours celui du courant qui a parcouru le fil.

II

J'ai étudié ensuite l'influence de l'aimantation sur des fils qui ont subi une torsion assez considérable pour conserver, après cessation du couple de torsion, une torsion permanente appréciable. Ce phénomène a été découvert par Wiedemann⁽¹⁾, en 1838.

Le fil à étudier était fixé verticalement par son extrémité supérieure à l'intérieur d'une bobine magnétisante qui permettait d'obtenir un champ maximum de 250 gauss. Il avait une longueur d'environ 53 centimètres et était tendu à son extrémité inférieure libre par une sphère en plomb dont le poids était d'environ 1 kilogramme. Les torsions étaient lues par la méthode optique sur une échelle graduée placée à 1 mètre⁽²⁾.

Wiedemann avait constaté dans ces conditions qu'un fil de fer ou d'acier possédant de la torsion permanente était partiellement détordu par l'aimantation, et cela quel que soit le sens de celle-ci.

Pour un fil d'acier au nickel à 26 0/0 de nickel dont les torsions permanentes varièrent de quelques degrés à 190° dans les deux sens,

(1) WIEDEMANN, *Die Lehre von der Electricität*, 2^e éd., t. III, 1895, p. 767 à 812.

(2) Dans toutes ces expériences ainsi que celles qui suivront, les fils avaient été soigneusement recuits pendant plusieurs heures à une température supérieure à 800°.

les détorsions obtenues furent extrêmement faibles. Cependant j'ai pu constater que, pour une torsion permanente fixe, la détorsion croît avec l'intensité du champ magnétique jusqu'à un maximum qui a atteint $2^{\text{mm}},5$ pour un champ de 150 gauss environ. La petitesse des effets observés est d'accord avec les travaux de Nagaoka et Honda (1) qui ont établi qu'aux environs de la proportion 25 0/0 les alliages acier-nickel sont très peu magnétiques.

Les autres échantillons étudiés, à 35,5 0/0, 39,4 0/0, et 44 0/0 de nickel ont donné des détorsions plus considérables, du même ordre que celles que j'ai obtenues avec l'acier pur (9 millimètres au maximum sur l'échelle divisée). Ces alliages se comportent donc en général comme l'acier; toutefois je n'ai pas pu constater sur eux les particularités très remarquables que Wiedemann a signalées en soumettant d'abord à une détorsion préalable et partielle les fils d'acier ayant une torsion permanente. Je renverrai pour l'étude de ces particularités qui constituent une des analogies les plus frappantes entre l'aimantation et la torsion, à l'ouvrage même de Wiedemann (*loc. cit.*).

Certains échantillons de nickel du commerce probablement très impurs présentent soit une détorsion, soit au contraire une torsion suivant le sens de l'aimantation. Ceci indiquerait que certains alliages présenteraient dans ces phénomènes une allure anormale et mériteraient par suite d'être étudiés plus complètement.

Enfin Wiedemann a montré qu'un fil de fer ou d'acier suspendu librement à l'intérieur d'une bobine magnétisante et parcouru par un courant se tordait dans un sens qui dépend à la fois de celui de l'aimantation et de celui dans lequel circule le courant longitudinal.

J'ai repris ces expériences avec le dispositif précédent. Il suffit de faire plonger la tige d'acier terminant vers le bas la sphère en plomb, dans un bain de mercure pour amener le courant dans le fil. Le sens de la torsion dépend à la fois du sens de l'aimantation et du sens dans lequel le courant parcourt le fil.

Pour un *fil de fer*, comme l'a montré Wiedemann, lorsque le pôle nord se trouve à l'extrémité supérieure du fil et que celui-ci est parcouru par un courant descendant, l'extrémité libre du fil vue d'en haut se tord dans le sens du mouvement des aiguilles d'une montre.

(1) NAGAOKA et HONDA, *C. R.*, t. CXXXIV, p. 536-538.

J. de Phys., 4^e série, t. VIII. (Février 1909.)

En renversant le sens de l'un quelconque des courants le sens de la torsion est aussi renversé; on ne change rien en changeant à la fois le sens des deux courants. La torsion obtenue est plus grande lorsqu'on ferme d'abord le circuit du fil que lorsque l'on ferme d'abord le circuit magnétisant. La différence atteint jusqu'à 2 millimètres. Ce fait n'a été expliqué encore par aucune théorie.

Knott⁽¹⁾ a indiqué le premier la forme du cycle obtenu en laissant fixe l'un des courants et en faisant varier l'autre entre deux valeurs égales et de signe contraire. La *fig. 1* se rapporte à un fil de fer de 0^{mm},21 de diamètre. Le champ magnétisant constant est de 15 gauss.

La forme de ces cycles rappelle donc celles des cycles d'hystérésis d'aimantation.

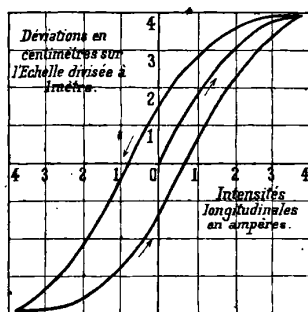


FIG. 1.

Il n'en est plus de même lorsque c'est le courant longitudinal qui est fixe et le courant magnétisant qui est variable, contrairement à ce qu'a annoncé Knott et conformément aux résultats trouvés par M. Jouaust⁽²⁾. Dans ce cas, lorsque le champ magnétisant croît, la torsion croît, atteint un maximum qui a toujours lieu aux environs de 30 gauss et décroît ensuite; elle finit par s'annuler et change de sens pour une valeur du champ magnétique voisine de 200 gauss. La *fig. 2* se rapporte au fil de fer précédent; l'inversion a été obtenue pour un champ d'environ 165 gauss.

Le même fil étudié avec un courant longitudinal constant de 0^a,8 ne présente l'inversion que pour un champ voisin de 250 gauss.

(1) KNOTT, *Transactions Royal Society of Edinburg*, t. XXXII, p. 193; t. XXXV, p. 377; 1899.

(2) R. JOUAUST, *l'Éclairage électrique*, t. XXXIV, 1903, p. 185.

Le point d'inversion s'éloigne à mesure que l'intensité de ce courant augmente.

Pour les fils de *nickel*, la torsion a lieu *dans chaque cas en sens inverse du fer*. Pour un courant longitudinal constant et un champ magnétisant croissant, la torsion croît très rapidement et décroît

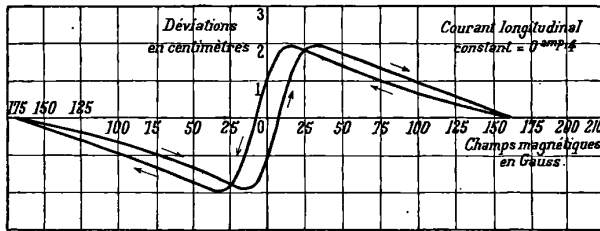


FIG. 2.

ensuite, mais beaucoup plus lentement que pour le fer. Aucun auteur n'a pu constater d'inversion.

Les fils d'*acier au nickel* ont été étudiés d'abord par Nagaoka et Honda. M. Jouaust (*loc. cit.*) a indiqué le premier la forme des cycles obtenus en laissant le courant longitudinal fixe et en faisant varier le champ magnétisant.

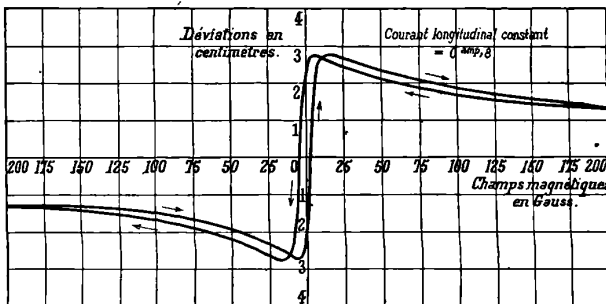


FIG. 3.

Le fil à 26 0/0 de nickel ne m'a pas donné plus de 3 millimètres de déviation. Avec le fil à 33,5 0/0 de nickel (*fig. 3*) les résultats ont été plus notables que pour le fer dans les mêmes conditions. Le sens de la torsion pour ces alliages est *toujours celui du fer*.

Les cycles relatifs aux aciers-nickel ressemblent beaucoup à ceux du fer. Ils présentent toujours deux points doubles obtenus pour des

champs faibles; le maximum de torsion se trouve sur la branche de courbe correspondant aux champs magnétiques décroissants. M. Jouaust a d'ailleurs observé que la forme de ces cycles varie avec la manière dont on les décrit. J'ai obtenu ceux qui sont reproduits ici en partant d'un champ de 15 gauss environ et en procédant d'abord par champs croissants. Le circuit du fil était toujours fermé le premier.

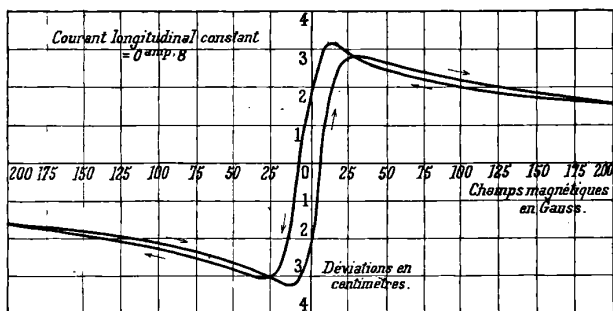


FIG. 4.

Les fig. 4 et 5 se rapportent aux fils à 39,4 et 44 0/0 de nickel.

En résumé, ces expériences montrent que, si l'on produit sur un fil deux quelconques des trois phénomènes suivants : torsion, aimantation longitudinale, aimantation transversale, le troisième s'ensuit nécessairement.

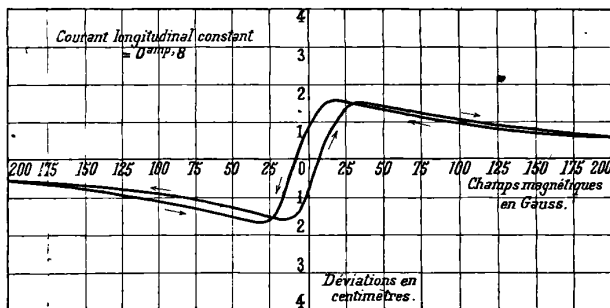


FIG. 6.

tation longitudinale, aimantation transversale, le troisième s'ensuit nécessairement.

Aucune des théories proposées par Wiedemann, lord Kelvin, Maxwell pour expliquer ces relations ne parvient à le faire complètement. Cependant dans un ordre d'idées peu différent, M. Perrin⁽¹⁾

(1) *Comptes Rendus*, 6 juillet 1908.

a fait intervenir récemment les phénomènes d'osmose électrique qui se passent à la surface externe des fils plus ou moins modifiés et plongés dans un électrolyte. Peut-on admettre que les phénomènes d'ionisation aient lieu même dans l'air ? Cela peut paraître soulever des difficultés ; mais on pourrait peut-être trouver là l'idée directrice qui a fait défaut jusqu'ici dans l'étude des phénomènes que je viens de décrire.

APPAREIL POUR LA RÉCEPTION DES SIGNAUX HORAIRES RADIODÉLÉGRAPHIQUES A BORD DES BÂTIMENTS ;

Par MM. C. TISSOT et FÉLIX PELLIN.

Dans les expériences qui ont été exécutées par l'un de nous, en décembre 1907, pour rechercher le degré d'approximation qu'on pouvait obtenir dans la détermination de l'état absolu d'un chronomètre par l'observation de signaux horaires radiotélégraphiques émis par le poste de la tour Eiffel, nous avons employé avec succès un modèle simplifié de récepteur électrolytique que nous avons présenté au Bureau des Longitudes dans sa séance du 22 janvier 1908.

A la suite de ces expériences, nous avons été amenés à apporter à ce modèle quelques perfectionnements de détails susceptibles d'en rendre l'usage plus commode pour les bâtiments de commerce.

Une première simplification résulte du fait qu'il s'agit (en l'espèce) de recevoir non toute une gamme de longueur d'ondes différentes, mais des ondes de longueur parfaitement déterminée et toujours la même (nous avons supposé, en principe, que ce sont des ondes émises par la tour Eiffel).

Le dispositif d'accord a donc été simplement établi de manière à permettre d'accorder sur la longueur d'onde de la tour, soit 1800 mètres environ, une antenne à branche horizontale (à un seul, ou à deux conducteurs parallèles), d'une longueur totale de 50 à 100 mètres, c'est-à-dire telle qu'on pourra toujours l'obtenir aisément sur les différents bâtiments.

Le couplage a pu être choisi assez serré : l'établissement d'un service de signaux horaires suppose, en effet, en principe, qu'il y ait eu une entente préalable entre les différentes stations capables de venir les troubler. Bien qu'on ait prévu l'emploi possible de l'électroly-

tique (sous la forme d'électrode à *la Wollaston* qui se trouvait réalisée dans l'appareil présenté au Bureau des Longitudes et rend l'anode à peu près inusable), le détecteur utilisé est l'un des *détecteurs thermo-électriques* que nous avons signalés récemment.

L'emploi de pareils détecteurs apporte une grande simplification au récepteur par la suppression de la pile et du réducteur de potentiel destiné au réglage de la force électromotrice. L'appareil permet d'ailleurs de faire usage soit de détecteurs à faible résistance, soit de détecteurs de résistance notable. Avec les détecteurs de faible résistance (tellure-métal par exemple), le montage se trouve encore simplifié, puisqu'il suffit de disposer le détecteur à un ventre de courant et d'intercaler une self convenable dans l'antenne pour obtenir l'accord.

Il paraît toutefois préférable de se servir de détecteurs de résistance élevée à pyrite de cuivre ou à chalcosine, dont la sensibilité est en général plus grande, et de conserver le solénoïde secondaire d'accord, de manière à placer le détecteur à un ventre de tension. Un dispositif très simple assure la protection complète du détecteur en le mettant en court-circuit quand on ne s'en sert pas.

L'appareil peut, bien entendu, être utilisé avec un chronomètre ou un compteur quelconque. Il est clair toutefois qu'il ne saurait présenter un réel intérêt au point de vue économique que si son emploi permet de suppléer à l'achat d'un chronomètre coûteux. Si l'on observe que l'usage d'un appareil suppose l'existence d'un service régulier de signaux horaires permettant d'opérer toutes les vingt-quatre heures au moins la détermination de l'heure du méridien fondamental, il doit suffire, à un bâtiment muni du dispositif de réception radiotélégraphique, de posséder une bonne montre pour atterrir en toute sécurité. On a donc adjoint à l'appareil récepteur un chronographe Le Roy, qui facilite l'observation des comparaisons et donne toute sécurité comme garde-temps journalier.

J. RAY, Esq. — Sur un phénomène qui se produit en dehors de l'angle limite
(*Bengal National College, 1907*).

L'auteur ayant collaboré aux expériences faites par J.-C. Bose sur la réflexion totale des ondes électriques a eu l'idée de rechercher s'il ne serait pas possible d'observer dans le cas des ondes lumineuses des phénomènes analogues à ceux qu'avait étudiés Bose.

Il remarque que Newton, puis Fresnel, puis récemment Quincke, ont constaté que, dans certains cas, comme par exemple dans le cas de lames d'air comprises entre deux lamelles de verre, la lumière pouvait être transmise en dehors de l'angle limite.

Appliquant au problème le principe du « moindre temps », M. Ray établit quelle doit être la forme de la surface d'onde, et trouve le chemin suivi par les rayons incidents, réfléchis et réfractés, en tenant compte des modifications apportées au trajet de la lumière par le voisinage de la surface de séparation des milieux différemment réfringents. Dans le phénomène de la réfraction totale, il faut tenir compte non seulement de la réfraction, mais encore des interférences ; la loi de Descartes doit ainsi être remplacée par une loi plus compliquée que donne l'auteur. Toutes les particularités observées se trouvent parfaitement expliquées avec les hypothèses admises.

C* de BAILLEHACHE. — Unités électriques (Dunod et Pinat).

L'auteur expose très clairement les principes généraux relatifs à la mesure de grandeur et particulièrement ceux relatifs à l'établissement d'un système d'unités électriques ; il donne des renseignements exacts et précis sur les étalons métriques et fournit ainsi le moyen de se rendre compte de l'état d'avancement des recherches qui se poursuivent actuellement dans les différents pays au sujet de la réalisation des étalons électriques internationaux.

A l'exemple de Rückert, il a eu soin de rétablir les coefficients K et μ , constante électrique et perméabilité magnétique que l'on supprime conventionnellement dans l'exposé habituel des systèmes absolus d'unités électriques. Il montre comment le maintien de ces coefficients conduit à une conception naturelle et simple des rapports des systèmes électrostatique et électromagnétique.

F. LEDER.— Ueber die absolute Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Grund der Alkalimetallspektren, über die Strahlung der Hefnerlampe und des Osmiums (Sur la distribution de l'intensité absolue dans le fond continu du spectre des métaux alcalins, sur le rayonnement de la lampe d'Hefner et de l'osmium). — *Annalen der Physique*, t. XXIV, p. 305-325; 1907 (Extrait d'une dissertation de Kiel).

Résultats, donnés sous forme de tableaux et de graphiques, pour Na, K, Rb et Cs, de mesures spectrophotométriques faites dans toute l'étendue du fond continu; ils confirment les vues de Lenard, d'après qui ce fond est dû à un élargissement considérable et à la formation de halos des raies des séries secondaires. L'auteur a été amené, chemin faisant, à comparer la lampe d'Hefner au corps noir, et a retrouvé les résultats d'Ångström, représentant l'énergie en fonction de la longueur d'onde par :

$$E = 0,0160 \cdot \lambda^{-3} e^{-\frac{7,85}{\tau}}$$

Il a également comparé la lampe d'Hefner à une lampe à osmium de 25 bougies et 40 volts, fonctionnant sous 36 volts et 1,21 ampères; des résultats de la comparaison il déduit une formule d'après laquelle la température vraie de la lampe serait au moins de 2.195°; il en déduit également que le pouvoir émissif de l'osmium est notablement plus grand que celui de l'or et de l'argent, et peut-être supérieur encore à celui du platine.

P. LUGOL.

ANNALEN DER PHYSIK;

T, XXIV, n° 11; 1907.

E. WARBURG, G. LEITHAUSER et Ed. JOHANSEN. — Über das Vakuumbolometer (Bolomètre dans le vide). — P. 25-43.

1. L'intensité du courant dans le réseau de Wheatstone est assez faible pour qu'on puisse appliquer la loi du refroidissement de Newton, et négliger la conduction de la bande bolométrique: celle-ci est noire sur les deux faces et le gaz assez raréfié pour permettre de négliger les courants de convection.

Dans ces conditions, la perte par conductibilité du gaz croît lentement avec la largeur de la bande, tandis que la perte par le rayonnement est proportionnelle à cette largeur. La première devient donc d'autant plus importante vis-à-vis de la seconde que la largeur est plus faible.

La sensibilité mesurée par la déviation du galvanomètre que provoque un rayonnement d'intensité I , est à peu près proportionnelle à l'intensité I du courant principal.

2. L'expérience apprend que la sensibilité atteint rapidement un maximum quand on fait croître I . Avec le bolomètre dans le vide ce maximum est atteint pour une valeur de I telle que la sensibilité du bolomètre dans l'air ne s'éloigne pas encore beaucoup de la loi de proportionnalité.

Quand l'intensité I est notable, il faut tenir compte de la conductibilité de la bande. Si on fait varier toutes les résistances proportionnellement à I , le maximum de sensibilité du bolomètre dans le vide est proportionnel à la racine carrée de la largeur. L'expérience vérifie ces conclusions, et il en résulte que l'avantage du bolomètre dans le vide est d'autant plus marqué que la bande est plus étroite.

G. SCHULZE. — Ueber die elektrolytische Ventilwirkung der Metalle Magnesium, Antimon und Wismut (Effet de soupape électrolytique du magnésium, de l'antimoine, du bismuth). — P. 43-54.

Le magnésium produit l'effet de soupape dans la potasse, le carbonate de potassium et aussi dans le phosphate disodique additionné d'un excès d'ammoniaque, jusqu'à 350 volts. Dans les deux premiers électrolytiques, l'effet d'une mise hors circuit est peu marqué, celui de l'élévation de température très accusé.

L'antimoine forme soupape dans presque tous les électrolytes : la plus haute tension (700 volts) s'obtient dans le chlorure de potassium étendu ; la soupape est peu sensible à l'élévation de température, beaucoup à la mise hors circuit.

Le bismuth fonctionne dans presque tous les électrolytes, jusqu'à 600 volts dans la potasse étendue : la soupape est peu sensible à l'élévation de température ou à la mise hors circuit.

La relation entre la tension de formation et le quotient $\frac{\delta}{\epsilon}$ de l'épaisseur de la couche active δ par le pouvoir inducteur ϵ est différente de celle qui caractérise les métaux étudiés jusqu'ici.

H. GREINACHER. — Ueber die thermische Bestimmung der Radioaktivität gewöhnlicher Substanzen (Détermination thermique de la radioactivité des substances ordinaires). — P. 79-173.

La méthode consiste à enfermer deux échantillons de substances différentes dans deux tubes de Dewar, entourés d'une enceinte à température constante. Chacun des vases contient un couple fer-constantan, et on détermine à intervalles de temps réguliers la différence de température entre l'échantillon et l'enceinte.

On n'a constaté aucune différence certaine dans les expériences effectuées avec les sulfates de zinc, de cadmium, de magnésium, l'azotate d'uranium, le zinc, le mercure et le bismuth.

W. MILLER. — Zeemaneffekt an Magnesium, Calcium, Strontium, Zink, Kadmium, Mangan, und Chrom (Effet Zeeman dans les spectres du magnésium, du calcium, du strontium, du zinc, du cadmium, du manganèse et du chrome). — P. 105-1. 6.

La loi de Preston n'est vérifiée que dans quelques cas, par les premières séries secondaires des métaux désignés.

Le sextuplet 3832,46 du magnésium constitue un type nouveau, caractérisé en particulier par ce que la composante moyenne est polarisée perpendiculairement aux lignes de force magnétiques.

Les spectres du manganèse et du chrome présentent des triplets et quadruplets, dans lesquels certaines différences de fréquence se répètent.

Un certain nombre de raies du manganèse sont dissymétriques tant en position qu'en éclat.

P. PRINGSHEIM. — Versuche über das Minimumpotential von Spitzentladungen und über den Einfluss erhöhter Temperaturen auf dasselbe (Recherches sur la différence de potentiel minimum de la décharge par les pointes et l'influence d'une élévation de température). — P. 145-163.

Cette différence de potentiel varie d'une manière très irrégulière, quand la pointe est négative, surtout quand la pointe n'a pas encore servi. Au bout de quelque temps, elle acquiert une valeur constante, qui se reproduit même après avoir été modifiée par une élévation de température ou l'action du radium, quand on revient aux conditions initiales.

Quand on chauffe le gaz sous pression constante, au rouge vif, la différence de potentiel minimum diminue jusqu'à une certaine valeur, qui ne varie plus ensuite quand on élève davantage la température.

Si la pointe est positive, la différence du potentiel minimum est en général très constante et ne varie pas d'une manière sensible par l'élévation de température.

G. BAKKER. — Zur Mechanik der Kapillarschicht : Antwort an K. Fuchs (Mécanique de la couche capillaire : réponse à K. Fuchs). — P. 191-192.

N° 12.

W. VOIGT. — Betrachtungen über die komplizierteren Formen des Zeemaneffektes (Considérations sur les formes les plus compliquées du phénomène de Zeeman). — P. 193-224.

La théorie des électrons de Lorentz, soit sous sa forme primitive, soit sous la forme plus complète appliquant aux mouvements des électrons les équations de Lagrange, ne rend pas compte des dédoublements de raies plus compliqués que le triplet normal.

M. Voigt abandonne l'hypothèse de l'isotropie des groupements d'électrons et calcule séparément l'action du champ magnétique sur les deux composantes des vibrations parallèle et perpendiculaire au champ.

Les groupements de deux électrons expliquant les quintuplets et les triplets avec écartement anormal pourraient être considérés comme des quintuplets dont deux composantes s'évanouissent.

Les groupements de trois électrons correspondent aux groupes de neuf composantes : ceux de quatre électrons aux groupes de douze composantes.

Il paraît plus probable d'admettre dans une même substance l'existence non de groupements d'électrons à trois, quatre, cinq éléments, mais de plusieurs groupements de deux électrons avec des modes de liaison différents.

C. BARUS. — Ueber die Verteilung der Kondensationskerne in staubfreier gesättigter Luft und über ihre Beobachtungsmethoden (Répartition des noyaux de condensation dans l'air saturé exempt de poussières et procédés pour la déterminer). — P. 225-242.

Le nombre des noyaux de condensation se détermine d'après le diamètre des couronnes observées à travers le brouillard. Le nombre

qui correspond à une couronne donnée dépend essentiellement de la grandeur de la détente.

Le diamètre des gouttelettes paraît dépasser 10^{-4} centimètres, tandis que Wilson l'estime inférieur à $5 \cdot 10^{-7}$ centimètres.

La grosseur des noyaux diminue en général quand la condensation augmente.

Si on construit les courbes de répartition en prenant pour abscisses les nombres de noyaux par centimètre cube et pour ordonnées les détentes (adiabatiques), toutes ces courbes paraissent asymptotes à une droite probablement horizontale : ce qu'on peut interpréter de deux manières :

Ou bien tous les noyaux sont précipités, qui correspondent à la détente représentée par l'ordonnée de l'asymptote ou bien la capacité de condensation de la chambre est limitée. Il n'est pas toujours facile de distinguer entre ces deux conditions.

L'ordonnée de l'asymptote dépend de la nature des noyaux : c'est quand on emploie les rayons X qu'elle est la plus petite ; elle est un peu plus grande avec le radium.

Les noyaux formés par des gouttelettes d'eau ont des propriétés différentes selon la nature du noyau sur lequel s'est déposée la gouttelette ; on peut les séparer par des détentes successives, dont on fait varier la grandeur systématiquement. La manière dont varie à la suite de ces détentes le nombre des noyaux est très différente suivant l'origine de ceux-ci, noyaux des dissolutions (émanation du phosphore, ions ou noyaux de vapeur.

V. WALFRID EKMAN. — Ueber Resonanz durch Strahlung (Résonance par le rayonnement). — P. 267-290.

Planck a démontré que deux oscillations de période voisine oscillant simultanément effectuent une vibration complexe, superposition de deux vibrations sinusoïdales amorties.

A l'aide des équations de Planck, on peut chercher la condition pour que les deux oscillateurs effectuent des vibrations de périodes égales et d'amortissements égaux.

Cette condition est évidemment remplie quand ils ont à l'état isolé la même période et le même amortissement.

La vibration se réduit alors à l'une des vibrations partielles, et les

deux oscillateurs ont même phase ou des phases opposées, suivant celle des vibrations partielles subsistant.

Si la différence de phase entre la vibration d'un oscillateur et son action sur l'autre est nulle, l'amortissement est égal à l'amortissement naturel, comme dans la théorie ordinaire de la résonance. Mais si cette différence de phase n'est pas nulle, les deux théories ne conduisent plus au même résultat. Suivant la valeur de cette différence, ce seront les fréquences des vibrations ou leurs amortissements qui seront le plus modifiés par la résonance.

Lorsque les deux oscillateurs diffèrent par leurs fréquences et par leurs décréments, on trouve que, dans l'oscillateur dont la fréquence ou l'amortissement) propre est la plus faible, domine la vibration partielle la plus rapide (ou la plus rapidement amortie).

Quand les oscillateurs se déplacent l'un par rapport à l'autre, les deux vibrations partielles se modifient, l'énergie de l'une croissant aux dépens de celle de l'autre, sauf si les deux oscillateurs ont la même fréquence et le même amortissement propres.

L'auteur indique enfin les applications possibles de la théorie aux électrons. L'électron est considéré comme un système soumis à une force admettant un potentiel, les surfaces équipotentielles étant des ellipsoïdes homofocaux. En général, l'électron est donc susceptible de trois espèces de vibrations indépendantes, parallèles aux axes de ces ellipsoïdes.

W. VOIGT. — Bestimmung der Elastizitätskonstanten von Aragonit (Détermination des constantes d'élasticité de l'aragonite). — P. 290-303.

Ces constantes ne satisfont pas à la relation de Poisson, qui suppose que les forces moléculaires sont centrales et fonctions seulement de la distance.

Les pressions nécessaires pour compenser les dilatations thermiques sont notablement plus grandes que dans le cas du spath et varient peu avec l'orientation, tandis que dans le spath la différence entre les deux directions parallèle et perpendiculaire à l'axe est très accusée.

J. HERWEG. — Ueber die Herabsetzung des Funkenpotentials durch Bestrahlung der Funkenstrecke mit Kathodenstrahlen (Abaissement du potentiel explosif par l'irradiation de l'exploseur par les rayons cathodiques). — P. 326-351.

L'irradiation de l'exploseur provoque toujours un abaissement du potentiel explosif d'autant plus grand que l'ionisation est plus intense. Cependant cet abaissement ne surpasse jamais une certaine limite. Cette limite est atteinte bien avant que l'ionisation soit suffisante pour produire dans le gaz le courant de saturation. Elle dépend de la nature du gaz.

Pour les distances explosives assez petites (inférieures à 1 centimètre), l'abaissement est indépendant de cette distance et de la nature des électrodes.

P. CERMAK. — Der Peltiereffekt Eisen-Konstantan und Nickel-Kupfer zwischen 0° und 560° C. (Effet Peltier au contact fer-constantan et nickel-cuivre entre 0° et 560°). — P. 351-357.

La grandeur de l'effet Peltier croît rapidement avec la température, surtout pour le contact fer-constantan à 0°, elle est mesurée par $3,1 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cal.-gr.}}{\text{seconde}}$ et à 560° par 11,9. Pour le contact nickel cuivre, la variation est moins rapide : 1,92,08 à 0° et 2,38 à 560°.

E.-C. FRANKLIN. — Ueber den Siedepunkt des flüssigen Ammoniak (Température d'ébullition de l'ammoniaque liquide). — P. 367-369.

L'auteur discute les différentes mesures et pense que le nombre trouvé par Gibbs, — 33°,46, est exact à un dixième de degré près.

E. ANGERER. — Ursprung der Wärmeentwicklung bei Absorption von Röntgenstrahlen (Origine du dégagement de chaleur produit par l'absorption des rayons de Röntgen). — P. 370-380.

Ce dégagement de chaleur est le même dans le plomb ou le zinc, aux erreurs d'expérience près (0,8 0/0), résultat en désaccord avec les mesures de Bumstead (1).

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. V, p. 844; 1905.

G. BAKKER. — Bemerkung zu der Arbeit von K. Fuchs : « Direkte Ableitung einiger Kapillaritätsfunktionen » (Remarque sur le travail de K. Fuchs : « Calcul direct de quelques fonctions relatives à la capillarité »). — P. 381-384.

ANNA STETTENHEIMER. — Eine absolute Messung des Zeemanphänomens (Mesure absolue de l'effet Zeeman). — P. 384-396.

La valeur du quotient $\frac{\Delta\lambda}{\sqrt{2}H}$ a été trouvée égale à $19,01 \cdot 10^{-5} \lambda$ par des mesures effectuées sur les raies du cadmium, $\lambda = 4678$ et $= 4680$.

R. GANS. — Zur Cohnschen Elektrodynamik (Sur l'électrodynamique de Cohn). P. 397-400.

N° 13.

M. THIESEN. — Zur Theorie des geschlossenen Resonators (Théorie du résonateur fermé). — P. 401-439.

L'auteur donne une démonstration plus générale des équations différentielles de Kirchhoff représentant le mouvement sonore dans un gaz doué de viscosité et de conductibilité calorifique.

M. LAMOTTE.

MATHIAS CANTOR. — Zur Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit nach Fizeau und akustische Analogien (A propos de la détermination de la vitesse de la lumière d'après Fizeau, analogies acoustiques). — P. 439-449.

Pour la commodité des raisonnements, on suppose l'observateur placé derrière une roue identique à l'image de la roue dentée donnée par le miroir plan, confondue avec cette image, et synchrone; le milieu compris entre ces deux roues sera éclairé par intermittences et deviendra tout à fait obscur V fois par seconde. En supposant que la variation d'intensité lumineuse est progressive et non brusque, on déduit des équations de Maxwell que l'onde originelle, de fréquence N , est accompagnée de deux autres, de fréquences $N + V$ et $N - V$; ce sont les groupes de lord Rayleigh. Avec de la lumière monochromatique, un appareil spectral interposé entre les deux roues montrerait trois raies, la médiane étant quatre fois plus intense que ses compagnes; une lumière qui ne serait pas strictement

monochromatique permettrait d'observer un élargissement de la raie correspondante. Il ne paraît pas possible de réaliser par des moyens mécaniques la fréquence d'interruption qui rendrait l'élargissement perceptible; mais on a souvent observé qu'un son unique, traversant un disque tournant percé de trous, se transforme en un son triple; une modification convenable de l'expérience de Fizeau conduirait alors à la mesure *de la vitesse du son*. Enfin, en faisant l'expérience dans le vide et réglant la roue de manière à avoir le premier minimum, on aurait immédiatement une *mesure numérique du temps*, en comptant le nombre des dents passées en un point donné depuis une époque choisie comme origine. Pour reproduire cette *masse de temps physique*, il suffirait de mesurer la distance de la roue au miroir et de constater la constance de l'éclat; on aurait ainsi rapporté la mesure du temps à celle de la longueur. On pourrait d'ailleurs utiliser comme *milieu normal*, à la place du vide, tout autre milieu susceptible d'être défini sans ambiguïté, comme la couleur.

P. LUGOL.

A. PFLÜGER. — Ueber Absorption in lumineszierenden Gasen (Sur l'absorption dans les gaz luminescents). — P. 515-526.

Des expériences faites sur des tubes à hydrogène et sur des arcs au mercure ont montré que les gaz ionisés par la décharge peuvent absorber certaines des radiations qu'ils sont capables d'émettre. L'absorption par l'hydrogène luminescent a pu être constatée au moyen d'un tube cylindrique de 8 centimètres de long et 9 millimètres de diamètre, fermé à ses extrémités par des parois en glace, et muni à un bout d'un étranglement de 7 à 8 millimètres de long et 1 millimètre de diamètre; la pression était de quelques centimètres; en examinant au spectroscopie l'extrémité opposée, on voit dans le champ la raie H_{α} un peu élargie, coupée en son milieu par un champ plus brillant, correspondant à l'étranglement, et où H_{α} est renversée; l'étranglement joue le rôle de l'arc, et le reste le rôle du brûleur à sodium dans l'expérience classique. D'autre part, une lampe à mercure qu'on vient d'éteindre cessant d'absorber, bien que la pression et la température de la vapeur n'aient pas eu le temps de se modifier notablement dans le temps très court que met l'ionisation à disparaître, il semble bien qu'on doive mettre en cause l'ionisation seule.

P. LUGOL.

K.-G. FALK. — Die Entzündungstemperaturen der Gasgemischen (Températures d'inflammation des mélanges gazeux). — P. 450-482.

Le gaz est enfermé, dans un cylindre résistant, par un piston sur la tête duquel on fait tomber un poids.

La compression adiabatique échauffe le gaz, et on calcule l'élévation de température d'après les valeurs initiale et finale du volume.

Les mélanges étudiés ont été H et O, CO et O, H, O et Az, CO, O et Az, H, CO et O.

La température d'inflammation varie peu avec la pression. La vitesse de réaction, pour une élévation de température de 10°, est 1,31 à 800°, 1,13 à 900° dans le mélange H et O, 1,24 à 900° et 1,14 à 1 000° dans le mélange CO et O.

H. WOMMELSDORF. — Eine neue Art von Influenzmaschinen mit allseits in festes Isolationmaterial eingebetteten Sektoren (Nouvelle machine à influence avec secteurs noyés dans un isolant solide). — P. 483-491 (2^e mémoire).

Description de quelques perfectionnements destinés à faciliter l'inversion des pôles et le réglage du débit.

Une machine simple (un plateau fixe et un plateau mobile), de 53 centimètres de diamètre, a fourni 175 microampères sous une différence de potentiel de 135 000 à 150 000 volts.

W. VOIGT und S. KINOSHITA. — Bestimmung absoluter Werte von Magnetisierungszahlen, insbesondere für Krystalle (Détermination de la susceptibilité magnétique en valeur absolue, en particulier pour les cristaux). — P. 492-514.

Le cristal taillé en forme de lame circulaire perpendiculaire à l'un des axes de symétrie i , est placé dans le plan équatorial d'un électro-aimant, l'axe étant perpendiculaire au plan. Si R^2 est le carré moyen de l'intensité du champ dans une direction s , la force qui agit sur le cristal dans cette direction est :

$$S_i = \frac{v}{2} (k_i - k_0) \frac{dR^2}{ds}$$

k_0 étant la susceptibilité de l'air, k_i étant celle du cristal dans la direction de l'axe i .

La valeur de R^2 se détermine à l'aide d'une spirale de bismuth à peu près de mêmes dimensions que la lame cristalline et placée au même endroit.

Les substances suivantes ont été étudiées :

Verres d'éna divers. — Opale. Système cubique: sel gemme, alun, azotate de plomb, fluorine, galène, pyrite, blende.

Cristaux uniaxes (magnétiquement): spath, dolomite, quartz, béryl, rutile, tourmaline, apatite, zircon.

Cristaux à trois axes : topaze, célestine, aragonite.

H. MACHE. — Zur Physik der Flamme (Physique de la flamme). — P. 527-533.

En augmentant progressivement la vitesse d'écoulement d'un mélange de gaz combustible enflammé à l'extrémité d'un tube, on finit par éteindre la flamme. La vitesse d'écoulement qui provoque l'extinction peut être considérée comme la vitesse maximum avec laquelle l'explosion se propage du bord de la flamme dans le gaz.

Cette vitesse maximum varie beaucoup avec la composition du mélange. Elle est toujours très supérieure à la vitesse d'explosion normale $c = u \sin \gamma$, u étant la vitesse d'écoulement du gaz, 2γ l'angle d'ouverture du cône de la flamme.

La flamme est constituée par des couches de gaz dont la température et par suite la densité sont très différentes. Le passage des molécules gazeuses d'une couche à l'autre entraîne des variations d'énergie qu'on peut calculer par la théorie cinétique. On explique ainsi, au moins qualitativement, les faits observés.

Cette différence entre la vitesse maximum et la vitesse normale est la cause de l'inflammation superficielle des explosifs granulés. L'inflammation se propage beaucoup plus vite à la surface des grains et d'un grain à l'autre que de la surface d'un grain à l'intérieur.

La règle de Gouy, d'après laquelle la consommation de combustible est proportionnelle à la surface de la flamme, a été de nouveau vérifiée. Il faut en conclure que la vitesse normale d'explosion est indépendante de la courbure de la surface.

G. GELHHOFF. — Ueber Kathodengefälle und Spektren einiger zusammengesetzter Gase (Chute de potentiel cathodique et spectres des gaz composés). — P. 533-578.

Les gaz composés sont dissociés par la décharge, ce qui fait varier les conditions de celle-ci à chaque instant. Pour éliminer les

effets de cette dissociation, on fait passer un courant de gaz dans le tube. Une expérience faite sur l'air montre que ce renouvellement du gaz ne modifie pas la chute de potentiel à la cathode.

La chute de potentiel dans la lueur négative croît avec la pression et cesse d'être négligeable vis-à-vis de la chute cathodique quand la pression est grande (4-5 millimètres).

L'oxyde de carbone et le méthane donnent un dépôt de charbon sur la cathode; ce dépôt se fait très irrégulièrement dans le méthane et on ne peut effectuer de mesures.

Résultats :

Chute de potentiel cathodique

Gaz	cathode en		
	Pt	Cu	Zn
Ammoniaque	370	380-385	330 volts
Oxyde de carbone.....	490	484	478
Gaz carbonique.....	475	460	410
Hypoazotide.....	387		
Bioxyde d'azote.....	365		
Protoxyde d'azote.....	331		

V. WALFRID EKMAN. — Ueber die Bedeutung der Resonanz in der Theorie der Spektrallinien (Rôle de la résonance dans la théorie des lignes spectrales). — P. 579-596.

On peut rendre compte des propriétés des lignes spectrales par la résonance entre les oscillateurs moléculaires.

L'élargissement des lignes ne peut résulter des collisions entre les oscillateurs, qui n'entrent en vibration qu'à la suite de cette collision : il faut que les oscillateurs soient en vibration avant de se heurter. Il doit dépendre essentiellement de l'amortissement des vibrations.

La théorie de la résonance conduit à cette conséquence qu'il doit exister un minimum d'émission au centre de la ligne. Cette circonstance peut expliquer le renversement spontané, qui ne saurait être expliqué par la loi de Kirchhoff.

L. GEIGER. — Über die Begleiterscheinungen des inversen longitudinalen Zeemaneffekts (Phénomènes qui accompagnent l'effet longitudinal inverse de Zeeman). — P. 579-599.

Tableau des valeurs numériques de constantes relatives à l'effet Zeeman.

A. WIGAND. — Zum Gesetze von Dulong und Petit (A propos de la loi de Dulong et Petit : réponse à R. Laemmel). — P. 601-606.

G. JAGER. — Die Zustandsgleichung (zur Richtigstellung) (L'équation caractéristique : rectification). — Page 607-608.

N° 14.

A. SOMMERFELD. — Über den Wechselstromwiderstand der Spulen (Impédance des bobines). — P. 609-635.

Calcul de l'impédance prenant pour point de départ les équations de Maxwell.

Dans le cas des courants de faible fréquence, l'impédance s'exprime par une série de Bessel dont l'argument est $\frac{2\pi r}{h}$, r étant le diamètre du fil et h le pas de la bobine. Dans le cas des courants de haute-fréquence, elle s'exprime par les fonctions elliptiques.

A. SCHOTT. — Über die Strahlung der Elektronengruppen (Rayonnement des groupes d'électrons). — F. 635-661.

Étude mathématique aboutissant à une explication des séries spectrales, d'après laquelle les relations entre les termes de ces séries seraient de nature purement cinématique.

H. ERFLE. — Optische Eigenschaften und Elektronentheorie (Propriétés optiques et théorie des électrons). — P. 672-709.

Drude a déduit de la théorie des électrons des formules permettant de calculer l'indice de réfraction et le coefficient d'absorption.

Pour un certain nombre de liquides, l'expérience montre que $\frac{n^2 - 1}{d}$ décroît quand la température s'élève : il est probable qu'il en est de même pour tous les liquides transparents, entre 10° et 30°, peut-être au delà. Par conséquent, dans cet intervalle, la mobilité des électrons diminue en moyenne quand la température s'élève. Il s'ensuit aussi un déplacement des bandes d'absorption vers les petites longueurs d'onde.

Dans les corps solides, une élévation de température provoque un accroissement de la mobilité moyenne des électrons et par suite un déplacement des bandes d'absorption du côté des grandes longueurs d'onde.

Des mesures de dispersion effectuées sur le benzène, le naphthalène monobromé α et l'iodure de méthyle, il résulte que ces corps possèdent plus d'une vibration propre dans l'ultra-violet, si on leur applique le critérium de Drude.

Le nombre limite p des électrons d'une molécule susceptibles de vibrations propres paraît, entre 10° et 30° , être indépendant de la température et croît avec la longueur d'onde. Des traces d'impuretés suffisent à le modifier d'une manière notable.

Le coefficient exprimant l'influence sur la valeur de p d'une double liaison entre les atomes de carbone de la molécule est négatif. Cette double liaison augmente donc les différences relatives entre les mobilités des électrons (dans l'ultra-violet). Deux doubles liaisons ou une liaison triple ont une influence de même sens, mais plus petite, que le double de l'influence d'une liaison simple.

La valeur limite de p pour un atome est différente, suivant que cet atome est relié directement au noyau benzénique ou qu'il fait partie d'une chaîne latérale.

L'introduction de l'azote dans la molécule fait varier les valeurs limites de p correspondant au carbone, à l'hydrogène, à l'oxygène.

II. ERFLE. — Nachtrag zur Berechnung der Loschmidtschen Zahl aus der Konstanten der Dispersionsformeln (Calcul du nombre de Loschmidt d'après les constantes des formules de dispersion). — P. 709-710.

On trouve comme limite supérieure du nombre de Loschmidt :

Hydrogène	7,56 . 10^{19}
Azote	13,94 . 10^{19}
Eau (liquide)	15,84 . 10^{19}
Fluorure de calcium	15,84 . 10^{19}

E. VON SCHWEIDLER. — Studien über Anomalien in Verhalten der Dielektrika (Etudes sur les anomalies des diélectriques). — P. 771-774.

Ces anomalies sont principalement :

1° Les charges résiduelles ;

2° La dissipation d'énergie dans un diélectrique soumis à un champ alternatif ;

3° Les forces pondéromotrices qui sollicitent le diélectrique dans un champ tournant ;

4° La variation apparente de la capacité d'un condensateur avec la durée de la charge (ou la fréquence).

La charge résiduelle est une conséquence nécessaire de la dissipation d'énergie et de la variation de capacité. Les lois expérimentales trouvées pour la décharge résiduelle permettent de déterminer les lois quantitatives de ces deux derniers phénomènes.

L'hypothèse de l'hétérogénéité du diélectrique (Maxwell) explique qualitativement les phénomènes ; mais il n'est pas possible de la soumettre à un contrôle quantitatif par suite des difficultés de calcul.

L'hypothèse de la conduction anormale, due à l'ionisation, entraîne des conséquences incompatibles avec les faits.

L'analogie entre l'hystérésis diélectrique et l'hystérésis magnétique n'est pas complète. La théorie de Pellat, admettant l'existence d'une viscosité diélectrique D , par suite de laquelle le déplacement diélectrique tend vers une valeur limite proportionnelle à l'intensité permanente du champ suivant une fonction simple du temps :

$$\frac{dD}{dt} = K \frac{dE}{dt} - \frac{d}{dt} (D - \epsilon KE),$$

serre les faits d'assez près, mais laisse subsister quelques difficultés de détail.

L'auteur a complété cette théorie en décomposant le déplacement diélectrique en une somme de termes dont chacun suit individuellement une loi de variation de la forme proposée par Pellat.

Cette théorie s'interprète physiquement en admettant que certaines molécules effectuent les mouvements apériodiques amortis.

Par la méthode galvanométrique l'auteur a confirmé et étendu les résultats déjà connus sur la variation avec le temps de la charge résiduelle, sur la superposition des courants de charge et de décharge, sur l'influence de la température et la proportionnalité du courant résiduelle à la différence de potentiel.

M. DIECKMANN. — Über zeitliche Beziehungen von Schwingungen in Kondensatorkreisen (Rapport avec le temps des oscillations dans les circuits des condensateurs). — P. 771-782.

Deux circuits agissent par induction sur deux solénoïdes. Ces solénoïdes font partie de deux circuits contenant chacun un élément thermoélectrique A_1 , A_2 et ayant une partie commune sur laquelle est inséré un troisième élément A_3 . Ces piles thermoélectriques sont reliées en série avec un même galvanomètre, de manière que les forces électromotrices de A_1 et A_2 s'ajoutent entre elles, mais se retranchent de la force électromotrice de A_3 . Les élongations du galvanomètre sont proportionnelles à :

$$\int_0^{\infty} i_1 i_2 dt,$$

si i_1 et i_2 sont les intensités du courant dans les deux solénoïdes.

Si les circuits sont le siège d'oscillations de même fréquence, l'élongation s'annule quand la différence de phase Φ est très voisine de $\frac{\pi}{2}$. En effet, le calcul montre que cette intégrale s'annule pour :

$$\text{tang } \Phi = -\frac{n}{\delta},$$

n étant la fréquence et δ la moyenne arithmétique des décroissements : or en général δ est très petit vis-à-vis de n .

Dans le dispositif proposé par Mandelstamm et Papalexis pour réaliser des oscillations décalées d'un angle donné, ce décalage n'est pas stable. Mais la stabilité varie beaucoup avec les circonstances :

L'auteur a construit une surface ayant pour coordonnées la self-induction du circuit complexe, la longueur de l'étincelle secondaire et les élongations du galvanomètre. La forme de cette surface montre que, dans certaines régions caractérisées par des valeurs déterminées de la self-induction et de la longueur de l'étincelle, la phase varie peu avec cette dernière.

L'étude de la courbe représentant la variation de $\int_0^{\infty} i_1 i_2 dt$ permet une détermination de la résonance plus précise que celle obtenue par la courbe de Bjerknes,

L. SILBERSTEIN. — Nachtrag zur Abhandlung über « Elektromagnetische Grundgleichungen in bivectorieller Behandlung (Complément au mémoire sur les équations électromagnétiques fondamentales en coordonnées bipolaires). — P. 783-785.

M. LAMOTTE.

P. LASAREFF. — Ueber das Ausbleichen von Farbstoffen im Sichtbaren Spektrum (Sur le pâlissement des matières colorantes dans le spectre visible). — P. 661-671.

On projette le spectre du filament d'une lampe Nernst sur une lamelle couvre-objet dont une moitié est recouverte d'une pellicule de collodion coloré par la substance à étudier; la lumière étant affaiblie à $\frac{1}{48}$ ou $\frac{1}{36}$ au moyen d'un disque tournant à secteurs, on mesure au spectrophotomètre le rapport des intensités transmises par les deux moitiés de la lamelle; on laisse ensuite agir la totalité de la lumière sur la pellicule pendant un temps déterminé (trois à quinze minutes), et on répète la première mesure. En désignant par I_0 l'intensité de la lumière, I_1 et I_2 les intensités observées à travers la couche de collodion avant et après l'action lumineuse, C la concentration connue de la solution qui a servi à colorer la pellicule, K un coefficient caractéristique de cette pellicule et de la longueur d'onde, on peut écrire :

$$I_1 = I_0 e^{-KC}, \quad I_2 = I_0 e^{-K(C-\Delta C)},$$

d'où l'on calcule facilement K et $\frac{\Delta C}{C}$.

D'autre part, on peut mesurer en valeur absolue l'énergie envoyée dans une seconde sur la fente du spectrophotomètre par chaque région spectrale, en utilisant une pile de Rubens étalonnée au moyen d'un *corps noir* maintenu à 100° par un courant de vapeur d'eau; on calculera facilement d'après cela l'énergie absorbée par la pellicule pendant la durée de l'action lumineuse, et correspondant à ΔC .

L'auteur a trouvé que, *dans une bande d'absorption, la quantité de substance détruite est directement proportionnelle à la quantité d'énergie absorbée, et indépendante de la longueur d'onde de la radiation incidente.* Il a pu également calculer l'énergie nécessaire

pour détruire 1 gramme de matière colorante, et, en la comparant à la chaleur de combustion des corps organiques, conclure qu'une faible fraction seulement de l'énergie absorbée est utilisée pour produire l'action photochimique, la plus grande partie servant à échauffer la couche.

Les substances étudiées étaient la quinaldine-cyanine, la pinachrome, la cyanine, la lépidine-cyanine et le pinaverdol.

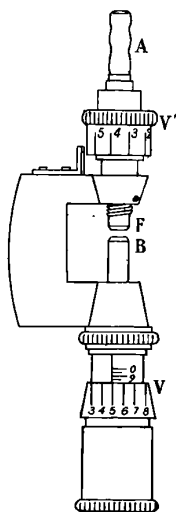
P. LUGOL.

N° 15.

F. A. SCHULZE. — Einige neue Methoden zur Bestimmung der Schwingungszahlen höchster hörbarer, und unhörbaren Töne. Anwendung auf die Töne der Galtonpfeife und die Bestimmung der oberen Hörgrenze (Quelques méthodes nouvelles pour la détermination de la fréquence des sons très élevés, perceptibles et non perceptibles. Application aux sons du sifflet de Galton et à la détermination de la limite supérieure de l'audition). — P. 785-822.

1. La source⁽¹⁾ étant placée au-dessus d'une table horizontale, on

(¹) C'est le *sifflet de Galton*, très employé depuis quelques années par les physiologistes, mais qui semble peu connu des physiciens. En voici la forme la plus perfectionnée (EDELMAHN, *Ann. d. Phys.*, 4^e série, t. II, p. 469; 1900): l'air amené par le tube A s'échappe par une fine fente circulaire F et vient buter contre un



biseau circulaire de même diamètre B formant le bord supérieur du tuyau; ce dernier est fermé par un piston mobile, porté par une vis micrométrique V; une autre vis V' permet de déplacer la fente F, de sorte que l'on peut faire varier par dixièmes de millimètre, et connaître constamment, la largeur d'embou-

cherche au moyen d'une mince lamelle de mica, collée sur un anneau de laiton de 10 millimètres de large et 5 millimètres d'épaisseur environ et recouverte de sable, la distance de deux nœuds ou de deux ventres successifs des ondes stationnaires qui prennent naissance; on a de bons résultats jusqu'à des fréquences de 30 000 (v. d.).

2. De minces lamelles de verre, de cuivre ou de mica collées sur un anneau de laiton et recouvertes de sable fin, sont placées à côté du sifflet, dont on fait varier la longueur jusqu'à ce que la plaque entre en résonance; on déduit la hauteur du son du nombre et de la forme des lignes nodales, dont la relation avec la fréquence a été calculée par l'auteur au moyen de la méthode indiquée par lord Rayleigh (*Theory of Sound*, t. I, p. 263; 1877), et qui utilise les fonctions de Bessel. L'exactitude des résultats du calcul, satisfaisante avec le verre et le cuivre, a été contrôlée par comparaison avec d'autres méthodes, notamment celle de Kundt; le papier donne de très mauvais résultats, sans doute à cause de la tension inévitable qu'il prend après avoir été collé; le mica étant anisotrope, la théorie ne lui est pas applicable, mais son épaisseur uniforme le rend très commode, à cause de la netteté des figures qu'il donne; les plaques doivent alors être étalonnées par une autre méthode.

3. On observe les figures de Chladni avec des plaques à bords libres (disques couvre-objet du commerce placés sur une toile métallique à larges mailles, au-dessus du sifflet), et on calcule les nombres de vibrations correspondantes. Tandis qu'avec les figures de Kundt on ne dépasse pas le deuxième son supérieur du sifflet, les figures de Chladni permettent d'atteindre le cinquième ou le sixième, avec une faible largeur d'embouchure et une longueur relativement grande; l'auteur a pu calculer des fréquences de 60 000.

4. Observation de la diffraction du son à travers des réseaux formés en découpant des bandes régulières dans de grandes feuilles de carton⁽¹⁾; on recherchait les maximum avec une lamelle de mica protégée par des écrans de papier contre toute atteinte du son direct.

chure BF et la longueur du tuyau; celle-ci peut descendre à 0^{mm},2 ou à 0^{mm},3. Le sifflet peut être actionné par une poire en caoutchouc reliée au tube A. La mesure du nombre de vibrations se fait très exactement au moyen d'un tube de Kundt, dont l'extrémité est amenée auprès du sifflet. C'est ainsi qu'Edelmann a trouvé comme limite supérieure des sons perceptibles 50 000 v. d. On verra plus loin comment ce résultat, en désaccord avec toutes les observations antérieures, peut être expliqué.

(1) D'après ALTBURG, *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 402; 1908.

Toutes ces méthodes ont servi à l'étude systématique du sifflet de Galton, en l'actionnant par une trompe à eau munie d'un manomètre (le son produit par un sifflet de longueur donnée varie, en effet, avec la largeur d'embouchure et la pression). Les nombreuses mesures, très concordantes, faites par l'auteur dans des conditions très différentes, et par toutes les méthodes indiquées, l'ont conduit aux conclusions suivantes :

Les sons les plus élevés qu'il ait pu percevoir étaient voisins de 20 000 vibrations doubles; d'autres observateurs sont arrivés à des résultats analogues.

Quand on actionne à la poire le sifflet amené à une très faible longueur, les sous-entendus ne se produisent qu'au début et à la fin, quand la pression est faible; leur fréquence est très inférieure à 20 000; ceux qui prennent naissance aux fortes pressions peuvent être mesurés soit par le tube de Kundt, soit par tout autre moyen, mais deviennent imperceptibles dès que leur hauteur dépasse 20 000.

C'est vraisemblablement un son supérieur de cette espèce qu'avait dû enregistrer Edelmann.

On a encore estimé la limite des sons perceptibles en tendant un fil d'acier ou de laiton sur un monocorde, et le faisant vibrer longitudinalement. On isolait au moyen d'une pince-plate des longueurs de plus en plus faibles, jusqu'à ce qu'aucun son ne fût plus perceptible; on calculait la hauteur en mesurant au sonomètre celle que donnait une portion plus longue du même fil, et appliquant la loi des longueurs. On a trouvé 17 800 avec 14 centimètres d'un fil d'acier de 0^{mm},39 de diamètre et 18 360 avec 9^{mm},2 d'un fil de laiton de 0^{mm},26; le son était moins intense qu'avec le sifflet. Pour des longueurs plus courtes, une flamme sensible montrait encore l'existence de vibrations, mais on n'entendait plus rien. Il semble donc bien qu'un nombre voisin de 20 000 v. d. représente réellement la limite des sons perceptibles.

P. LUGOL.

A. BECKER. — Uber die innere Reibung und Dichte der Bunsenflamme (Frottement interne et densité de la flamme du bec Bunsen. — P. 823-863.

Une petite perle de verre, portée par une balance de torsion à fil horizontal est introduite dans la flamme et on mesure la poussée qu'elle subit à l'aide de la torsion.

Cette poussée a sensiblement la même valeur dans le cône intérieur de la flamme, croît lentement quand on approche la perle du sommet du cône, puis plus rapidement dans la flamme proprement dite et atteint sa valeur maximum à la pointe extrême.

La poussée dépend en premier lieu de la vitesse du courant gazeux ; cette vitesse est à peu près la même dans toute la flamme (115 à 150 $\frac{\text{sec.}}{\text{cm.}}$ condes suivant la grandeur de la flamme) ; elle paraît être un peu plus faible dans le cône interne.

Dans le manteau interne, la poussée est à peu près proportionnelle au diamètre de la perle ; dans le cône, la loi est plus compliquée, intermédiaire entre une relation linéaire et une relation parabolique.

Des mesures analogues de la poussée ont été effectuées dans des courants gazeux, de composition connue. La relation entre cette poussée et le diamètre de la perle dépend de la nature du gaz ; linéaire, dans l'hydrogène, elle se rapproche de la forme parabolique dans l'air et le gaz carbonique.

La relation entre la poussée et la vitesse du courant paraît indépendante de la nature du gaz ; la poussée est proportionnelle à la puissance 1,5 de la vitesse.

D'après les résultats expérimentaux, on calcule que le coefficient de frottement interne des gaz dans le cône interne est :

$$\eta = 0,000169 \quad \text{ou} \quad \eta = 0,000166,$$

suivant la grandeur de la flamme. Par les autres méthodes, on trouve η 0,000148. Ces nombres diffèrent assez peu pour qu'on puisse attribuer leur divergence à des erreurs de mesure.

Dans la flamme proprement dite, le frottement interne est notablement plus grand : en moyenne

$$\eta = 0,00444,$$

ce qui s'explique par l'influence de la température et s'accorde avec les expériences antérieures.

A. BECKER. — Uber den Luftwiderstand (Sur la résistance de l'air). — P. 863-889.

Par la méthode indiquée dans le mémoire précédent, on peut mesurer la résistance que l'air offre au mouvement d'un corps solide,

ou, ce qui revient au même, l'entraînement causé par des courants d'air sur ce solide.

On obtient une plus grande sensibilité en mesurant la déviation éprouvée par un pendule placé dans le courant.

Pour les vitesses relativement faibles employées (quelques mètres par seconde), la résistance opposée par l'air ou le gaz carbonique au mouvement d'une sphère de rayon r peut se représenter par une expression de la forme :

$$R = k\eta rv + \frac{4}{3} \pi \gamma \delta r^2 v^2,$$

où k désigne un coefficient indépendant de v , η le coefficient de frottement interne, γ un facteur constant (0,375) et δ la densité du gaz.

Lorsque la vitesse devient grande, le terme quadratique devient prépondérant et l'influence de la viscosité ne représente plus qu'une fraction minime de la résistance ; on retrouve la loi de Newton.

K. KURZ.— Die Beinflussung der Ergebnisse lufterlektrischer Messungen durch die festen radioaktiven Stoffe der Atmosphäre (Influence des matières solides radioactives de l'atmosphère sur les résultats des mesures relatives à l'électricité atmosphérique). — P. 890-931.

Les résultats des mesures d'électricité atmosphérique effectuées avec les appareils comprenant un électroscope à feuilles et des conducteurs à dispersion chargés, sont influencés par les substances solides radioactives contenues dans l'atmosphère. Si le conducteur dispersant possède une charge négative, les substances solides radioactives s'accumulent sur lui, et il s'ensuit une marche plus rapide de l'électroscope. Le même effet peut se produire aussi avec les condensateurs cylindriques, même si le conducteur est chargé positivement, les matières radioactives se déposant sur la surface interne de l'armature extérieure.

Dans l'appareil à aspiration d'Ebert, on trouve dans le plan un nombre d'ions trop grand de 4 0/0 environ, leur vitesse trop petite dans la même proportion.

Avec l'appareil de Gerdien, on observe la même marche de l'électromètre, quel que soit le signe de sa charge.

L'influence sur les indications de l'appareil d'Elster et Geitel ne peut être déterminée numériquement.

Cette influence ne se fait pas sentir dans les appareils où on uti-

lise seulement le courant « libre », c'est-à-dire dans les limites où il est proportionnel à l'intensité du champ.

En effectuant les corrections nécessaires pour tenir compte de cette perturbation, on trouve que les ions positifs et négatifs participent en parts égales à la conductibilité de l'atmosphère.

Au lieu d'expérience (Giessen), le courant que peuvent entretenir les substances radioactives contenues dans 1 mètre cube d'air est de $7,16 \cdot 10^{-5}$ unités électrostatiques.

P. TANZLER. — Das magnetische Verhalten von Luft, Argon, Helium in Beziehung zu Sauerstoff (Propriétés magnétiques de l'air, de l'argon, de l'hélium comparées à celles de l'oxygène). — P. 931-938.

Si on admet pour la susceptibilité magnétique α de l'oxygène, la moyenne des nombres déterminés par les différents expérimentateurs, soit $0,123 \cdot 10^{-6}$, on trouve :

Pour l'air.....	$\alpha = + 0,0264 \cdot 10^{-6}$
— l'argon.....	$\alpha = - 0,00953 \cdot 10^{-6}$
— l'hélium.....	$\alpha = - 0,70175 \cdot 10^{-6}$

Ces susceptibilités sont rapportées au centimètre cube de gaz.

A. JOFFÉ. — Eine Bemerkung zu der Arbeit von E. Ladenburg: « Uber Anfangsgeschwindigkeit und Menge der photoelektrischen usw. » (Remarque sur le travail de E. Ladenburg : « Vitesse initiale et nombre des électrons photoélectriques, etc. »). — P. 939-940.

E. GIEBE. — Messung induktiver Widerstände mit hochfrequenten Wechselströmen. Methode zur Messung kleiner Selbstinduktionskoeffizienten (Mesure des résistances inductives avec les courants de haute fréquence. Méthode pour la mesure des faibles coefficients de self-induction). — P. 9419-60.

Soit un réseau de Wheatstone dont deux branchés renferment des résistances r_3, r_4 sans induction et les deux autres l'une une self-induction L_1 de résistance r_1 avec une résistance additionnelle r'_1 en série, l'autre une self-induction L_2 de résistance r_2 .

Il y a équilibre du pont lorsque :

$$(1) \quad \frac{r_1 + r'_1}{r_2} = \frac{L_3}{r_4}$$

$$(2) \quad \frac{L_1}{L_2} = \frac{r_3}{r_4}$$

On suppose, pour établir ces équations, que les résistances r_3 et r_4 sont complètement dépourvues de self-induction. En général ces deux résistances sont constituées par les deux portions d'un fil rectiligne, et leur self-induction est effectivement négligeable quand les self-inductions à comparer sont grandes. Mais la condition (1) n'est plus exacte quand les deux portions du fil sont inégales et que la fréquence atteint quelques milliers. On a alors, pour les conditions d'équilibre du pont :

$$(3) \quad \frac{r_1 + r_1'}{r_2} = \frac{r_3}{r_4} + k_1,$$

$$(4) \quad \frac{L_1}{L_2} = \frac{r_3}{r_4} - k_2,$$

en posant :

$$k_1 = \frac{\omega^2 L_1}{r_2 r_4} \left(L_4 - \frac{L_2}{L_1} L_3 \right),$$

$$k_2 = \frac{r_2}{L_2 r_4} \left(\frac{r_1 + r_1'}{r_2} L_4 - L_3 \right).$$

Le terme correctif k_2 qui dépend du carré de la fréquence peut, dans certains cas, atteindre une valeur qui n'est plus négligeable.

L'auteur a déterminé dans quelques cas particuliers la valeur de ce terme correctif, avec un pont à fil construit de manière à éliminer les self-inductions parasites non mesurables.

Pour mesurer une self-induction faible jointe à une grande résistance, comme celle d'une bobine à enroulement bifilaire, dans les branches 1 et 2 du réseau, on dispose deux étalons de self-induction, dont la valeur ne varie pas sensiblement avec la fréquence (bobines de câble plat) ; la branche 3 renferme une résistance dont la self-induction est calculable : la branche 4 contient la self-induction à déterminer, avec une résistance en série r_1 .

On équilibre le pont en réglant le rapport $\frac{r_3}{r_s}$ et la résistance r_1 , avec un courant de haute fréquence (2000).

Puis on remplace le téléphone par un galvanomètre et le courant alternatif par un courant continu. Laissant invariable $\frac{r_3}{r_4}$, il faut donner à r_1 une autre valeur r_1' pour obtenir l'équilibre :

$$L_4 - \frac{L_2}{L_2} L_3 = \frac{r_4 [r_1' - r_1'' + 2L_1 \omega^2 c_1 r_1]}{\omega^2 L_4'}$$

L_1 , L_1' étant les valeurs de la self-induction à basse et à haute fréquence, c_1 la capacité de la bobine.

Cette méthode permet de mesurer la self-induction de bobines dont la constante de temps $\frac{L}{r}$ ne dépasse pas $6,3 \cdot 10^{-8}$ secondes, si la fréquence employée est 2 000, $1,6 \cdot 10^{-8}$ secondes si la fréquence est 4 000.

M. LAMOTTE.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

Vol. XXV ; janvier-juillet 1907.

G.-F. HULL. — An investigation of the influence of electrical fields upon spectral lines (Recherche de l'influence des champs électriques sur les raies spectrales). — P. 1-23.

M. Hull s'était proposé la recherche de l'effet Doppler-Fizeau, dans les décharges électriques, l'étude de la largeur des raies spectrales et de la polarisation de la lumière dans les différentes régions de la colonne lumineuse dans un tube à gaz raréfié ; enfin l'examen de l'influence des rayons de Röntgen dans leur passage à travers les gaz luminescents.

Un spectroscopie à échelon ou un interféromètre de Michelson servait à analyser la lumière émise soit par une étincelle entre électrodes d'amalgame cuivre-mercure, soit par un tube à vide observé par bout. Aucune des deux sources n'a montré l'effet Doppler ; le passage des rayons X n'a aussi produit aucun changement appréciable de longueur d'onde.

Les tubes à vide ordinaires ne présentant pas l'effet Doppler, l'auteur l'a recherché dans les rayons-canaux. Stark avait réussi à le déceler avec l'hydrogène. M. Hull a vérifié ce résultat partiel, mais n'a rien pu obtenir de sensible avec la vapeur de mercure. Avec l'hélium il a observé un déplacement très faible dont la grandeur est hors de relation avec les chutes de potentiel, et serait environ 600 fois plus faible que ce qu'on devrait attendre d'après l'effet Doppler des rayons-canaux dans l'hydrogène.

Dans l'étude de la polarisation de la lumière des rayons-canaux, M. Hull a pris toutes les précautions nécessaires pour éviter la polarisation accidentelle produite par le passage de la lumière dans les

parois du tube. Il employait un polarimètre de Savart bien plus sensible que le nicol avec lequel Stark a étudié le même phénomène. Mais, contrairement au savant allemand, il n'a pu observer aucune trace de polarisation.

La largeur des raies spectrales observées perpendiculairement à la décharge a été mesurée en diverses régions entre les électrodes et derrière la cathode percée. Le champ électrique variait ainsi d'une valeur nulle derrière la cathode, à environ 500 volts par centimètre. Les raies de l'hydrogène H_{β} , H_{γ} , H_{δ} avaient dans la gaine cathodique $0^{\text{m}},5$ de large, dans les rayons-canaux $0^{\text{m}},4$; et dans la colonne positive $0^{\text{m}},12$; les raies du second spectre de l'hydrogène n'étaient pas élargies, mais déviées de $0^{\text{m}},01$ vers le bleu dans la gaine cathodique et dans les rayons-canaux. Les raies du mercure n'étaient pas déviées; elles étaient peut-être légèrement élargies.

J. STARK. — Remark on Hull's observation of the Doppler effect in canal rays (Remarques sur les observations de Hull sur l'effet Doppler dans les rayons-canaux). — P. 230-234.

G.-F. HULL. — Doppler effect and polarisation in canal rays (Effet Doppler et polarisation dans les rayons-canaux). — P. 234-235.

J. STARK. — Photographs of the Doppler effect in the spectrum of hydrogen and of mercury (Photographies de l'effet Doppler dans les spectres de l'hydrogène et du mercure). — XXVI, p. 63-65.

A. SCHUSTER. — On the velocity of metallic particles in the spark discharge (Sur la vitesse des particules métalliques dans la décharge par étincelle). — P. 277-279.

G.-F. HULL. — Arc luminous particles thrown out from the poles in the spark discharge? (Des particules métalliques sont-elles projetées loin des pôles dans la décharge par étincelle?) — XXVI, p. 66-69.

G. HULL. — On the Doppler effect in the spectrum of hydrogen and of mercury. Comment. on Mr Stark article (Sur l'effet Doppler dans le spectre de l'hydrogène et du mercure. Commentaires sur l'article de M. Stark). — Vol. XXVI, p. 117-120.

Controverse provoquée par l'article analysé ci-dessus.

M. J. Stark pense que les résultats négatifs de M. Hull dans la recherche de l'effet Doppler proviennent de ce que la chute de potentiel cathodique n'était pas maintenue assez élevée et assez constante. Les photographies publiées montrent que dans le spectre

donné par les rayons-canaux la plupart des raies sont dédoublées; une des composantes occupe la place normale de la raie, l'autre est déplacée vers la région ultra-violette. Les intensités relatives de ces composantes sont très différentes, et, tandis que, pour l'hydrogène, la composante déviée est la plus intense des deux, pour le mercure, le contraire a lieu. Si la chute de potentiel cathodique employée par M. Hull était trop faible pour que la composante déviée ait une intensité appréciable par rapport à la composante stationnaire, il est probable que celle-ci seule s'est imprimée sur les photographies. Tandis qu'il suffit d'une chute de potentiel de 700 volts pour apercevoir l'effet Doppler dans l'hydrogène, il faut 8 000 volts pour la raie du mercure $\lambda 2537$, 7 000 pour $\lambda 4047$, 15 000 pour $\lambda 4078$.

M. Schuster indique qu'il n'y a pas de connexion réelle entre les expériences de M. Hull et celles qu'il a exécutées en collaboration avec M. Hemsalech. Eux photographiaient des étincelles isolées données par la décharge d'un condensateur, M. Hull des étincelles probablement non condensées se succédant très rapidement. Dans leur cas, les vapeurs métalliques étaient projetées comme par explosion entre les électrodes, la luminosité pouvant d'ailleurs se propager plus lentement qu'elles; dans le cas de M. Hull, on atteindrait un état de régime, les électrodes se volatiliserait, mais sans que les particules soient repoussées par explosion vers le centre de l'étincelle.

M. Hull répond que si on admet que la courbure des images, dans l'expérience de Federsen, est due au mouvement des particules métalliques lumineuses, c'est que seules sont lumineuses celles de ces particules qui viennent d'être arrachées aux électrodes, les vapeurs provenant des oscillations précédentes jouant peu de rôle dans la décharge. Mais, si ces vapeurs sont ainsi indifférentes dans le cas d'oscillations successives, on doit s'attendre à ce qu'elles le soient aussi dans la décharge prolongée d'une bobine. Aussi pensait-il trouver un effet Doppler dans l'étincelle non condensée; mais il n'a pas pu y mettre en évidence des vitesses supérieures à 200 mètres par seconde.

D'ailleurs le miroir tournant n'est pas un analyseur sans danger. Par exemple, les rayons cathodiques passant à travers l'hélium excitent ses molécules de façon à faire rayonner la raie bleue $\lambda 5016$. Si l'on analysait avec un miroir tournant le mouvement rapidement

interrompu des rayons cathodiques, et si l'on était ignorant de leur nature, on trouverait que le courant comprend des particules d'hélium se mouvant avec une très grande rapidité.

Les rayons-canaux de l'hélium ne présentent d'après lui qu'un transfert très lent de particules. Cependant de nouvelles expériences lui ont montré que leurs déviations magnétiques et électriques sont du même ordre que celles observées pour les rayons-canaux de l'hydrogène. Apparemment, c'est que des particules de la dimension de l'atome d'hydrogène se déplaçant à travers la vapeur d'hélium l'illuminent sur leur chemin; le seul test que cette vapeur serait lumineuse résiderait dans l'existence de l'effet Doppler qu'il n'a pu mettre en évidence. L'hypothèse de l'existence de ces particules a été confirmée par J.-J. Thomson (*Phil Mag.*, mai 1907).

J. STARK. — On the radiation of canal rays in hydrogen (Sur la radiation des rayons-canaux dans l'hydrogène). — P. 23-45 et 170-195.

Traduction en anglais d'un mémoire paru dans les *Annalen der Physik*.

THÉODORE LYMAN. — The absorption of some solids for light of extremely short wave-lengths (Absorption de quelques solides pour les radiations de très courtes longueurs d'onde). — P. 43-52.

Cette recherche purement qualitative a été entreprise pour voir si quelques substances ne pourraient pas remplacer la fluorine dans les appareils qui servent à l'étude de cette région extrême du spectre. L'auteur a examiné le quartz, les fluorines de diverses teintes, la topaze, le gypse, la célestite, le sel gemme, la baryte, l'alun, la colemanite, le sucre, qui sont transparents au moins jusqu'à λ 1730, le borax, l'adulaire, la calcite, la chrysobéryl, la sanidine, l'aragonite, l'apophyllite, le chlorure d'argent, la kunzite et le diamant, complètement opaques pour les radiations inférieures à λ 2000.

La fluorine est la seule substance transparente jusqu'à λ 1250, les fluorines colorées elles-mêmes peuvent être utilisables.

Le quartz en lames de 1 à 2 millimètres d'épaisseur est transparent jusqu'à λ 1500; ce qui peut être très utile pour l'étude de cette partie du spectre de l'hydrogène dont la région la plus intense est vers λ 1600.

G. HALE. — A vertical cœlostat telescope (Un cœlostat à télescope vertical).
P. 62-74.

Dans les observations physiques du Soleil à l'aide de lunettes horizontales à très longs foyers, on a redouté l'influence pernicieuse de l'agitation de l'air causée par l'échauffement du sol. Pour s'en mettre complètement à l'abri, M. Hale a disposé un cœlostat sur le sommet d'une charpente métallique d'environ 18 mètres de haut. Un miroir auxiliaire réfléchit le faisceau lumineux dans une direction verticale et l'envoie dans un puits où se trouve un réfracteur de 18^m,29 de foyer et un spectrohéliographe de 9^m,14. Pour éviter les flexions des surfaces des miroirs sous l'influence du rayonnement solaire, on les a taillées dans des blocs de verre extrêmement épais (30^{cm},5 d'épaisseur pour des diamètres de 43 centimètres. De plus ils sont argentés sur leurs deux faces, qui toutes deux reçoivent le rayonnement du Soleil.

W.-H. JULIUS. — Arbitrary distribution of light in dispersion bands, and its bearing on spectroscopy and astrophysics (Distribution arbitraire de la lumière produite par dispersion; son importance en spectroscopie et astrophysique). — P. 95-116.

Cette étude a fait le sujet d'une conférence devant la Société française de Physique, reproduite dans ce journal.

T. SIDNEY ELSTON. — The fluorescent and absorption spectra of anthracene and phenanthrene vapors (Les spectres de fluorescence et d'absorption des vapeurs d'anthracène et de phenanthrène). — P. 155-169.

Voici comment l'auteur résume son mémoire :

Le spectre fluorescent de la vapeur d'anthracène comprend trois bandes, à $\lambda\lambda$ 390, 415, 432 $\mu\mu$, superposées à une région continue s'étendant de λ 365 à λ 470 $\mu\mu$. Il ne semble pas y avoir de raies. Le spectre d'absorption est continu et s'étend d'environ λ 400 $\mu\mu$ à λ 325 $\mu\mu$.

La présence d'un gaz inerte dans la vapeur n'a pas d'action sur la fluorescence tant que la pression est inférieure à 1 atmosphère; mais des gaz comme l'oxygène, le chlore ou l'acide sulfureux qui, à haute température, réagissent chimiquement sur l'anthracène éteignent presque complètement la fluorescence à la pression ordinaire.

L'intensité de la fluorescence visible décroît quand s'accroît la pression du gaz enfermé avec l'anthracène, mais cet effet n'est pas marqué cependant aux pressions inférieures à la pression atmosphérique. La qualité de la fluorescence ne change pas avec la pression.

L'accroissement de densité de la vapeur fluorescente n'a pas d'action sur la qualité de la fluorescence, mais diminue légèrement son intensité.

La fluorescence de la vapeur d'anthracène peut être produite par des radiations localisées quelque part dans la région ultra-violette du spectre d'absorption de la vapeur, et cela quelle que soit la source.

Il y a une relation étroite entre la fluorescence de la vapeur d'anthracène et celle de son isomère, la vapeur de phénanthrène.

J. S. PLASKETT. — The character of the star image in spectrographic work (Influence de la nature de l'image de l'étoile dans les recherches spectrographiques). — P. 195-218.

Exposé des recherches de l'auteur sur le spectrographe de l'observatoire d'Ottawa, et sur l'influence de la qualité de l'image de l'étoile sur la durée de pose.

ERNST GIESING. — Investigations on plane reflection gratings with reference to their use in the absolute determination of wave-length (Recherches sur les réseaux plans à réflexion, et sur leur emploi dans la détermination des longueurs d'ondes). — P. 237-264.

Traduction en anglais d'un mémoire des *Annalen der Physik* analysé dans ce journal (t. VII, p. 70).

O. VON BAEYER. — On the structure of the finest spectral lines⁽¹⁾ (Structure des raies spectrales les plus fines). — P. 267-272.

MM. Gehrcke et von Baeyer ont déjà publié des observations sur la résolution des raies spectrales par la méthode des points d'interférence (*Ann. der ph.* XX, 1206, p. 269; *J. de phys.*, VI, p. 309). La note actuelle se rapporte aux mêmes expériences mais refaites avec une lame de verre d'Hilger, plus parfaite, de pouvoir résolvant

(1) *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, n° 4; 1907.

$\frac{d\lambda}{\lambda} = 700\,000$ pour $\lambda = 0,5 \mu$. Les premiers résultats sont complètement confirmés, ce qui permet de penser que la méthode des points d'interférence conduit aux résultats sans ambiguïté et permet de distinguer les fantômes des raies satellites. Son seul désavantage est la faible luminosité des images.

S. CHEVALIER. — On the brightness of the inner edge of the penumbra in sun spots (Sur l'éclat du bord intérieur de la pénombre dans les taches solaires). — 2^e note, p. 273-276.

En photographiant l'image du Soleil directement agrandie au lieu d'agrandir une photographie ordinaire, l'auteur obtient pour les taches des noyaux bien plus petits ; la zone lumineuse qui, dans ses premières épreuves, était tout au bord interne de la pénombre se trouve dans les nouvelles séparée du noyau par une région plus sombre, ce qui est conforme aux observations visuelles.

G. HALE. — The heliomicrometer (L'héliomicromètre). — P. 293-300.

Lorsqu'il s'agit de relever les positions d'un grand nombre de flocculi sur le Soleil, les mesures micrométriques ordinaires et les réductions correspondantes donneraient un travail considérable. L'héliomicromètre permet de réduire ces mesures à de simples lectures. Deux lunettes parallèles, identiques, pointent l'une sur un globe ayant les dimensions angulaires du Soleil, l'autre sur la photographie à étudier. Une pièce oculaire convenable réunit les deux images, en sorte que l'observateur aperçoit la photographie projetée sur le globe. Celui-ci portant un réseau de méridien et de parallèles, on lit immédiatement les coordonnées du point intéressant.

G. HALE et WALTER S. ADAMS. — A photographic comparison of the spectra of the limb and the center of the Sun (Comparaison photographique des spectres du limbe et du centre du Soleil). — P. 300-311.

Hasting, dès 1880, avait indiqué quelques différences entre les spectres du centre et du bord du soleil. Les photographies de l'observatoire du mont Wilson en montrent d'extrêmement frappantes.

D'une manière générale, le spectre du limbe ressemble beaucoup

à celui des taches; mais il y a quelques exceptions importantes, telle raie comme H_{α} , affaiblie dans les taches, est au contraire renforcée près du limbe.

G. HALE. — Some new applications of the spectroheliograph (Quelques applications nouvelles du spectrohéliographe). — P. 311-315.

Les spectrohéliographies faites avec les raies renforcées dans les taches donnent des images du Soleil où les taches paraissent beaucoup plus étendues que sur les photographies ordinaires faites avec la lumière du spectre continu. Il est nécessaire pour cette recherche d'avoir un instrument extrêmement dispersif.

Les plaques spectrohéliographiques peuvent être étudiées avec le stéréocomparateur et montrer le relief des flocluli.

SÉBASTIAN ALBRECHT. — On the distorsion of photographic films on glass (Distorsion de la gélatine sur les plaques photographiques). — P. 349-361.

Dans les études de photographie astronomique ou spectrale, on craint toujours de grandes erreurs dans les mesures provenant des déformations possibles de la couche sensible pendant le développement et le séchage. M. Seb. Albrecht a trouvé que ces déformations, quand elles existent, ne s'étendent qu'à de très petites surfaces de l'ordre du millimètre carré. Il n'en a pas rencontré de supérieure à $0^{\text{mm}},02$, et le plus souvent elles étaient 4 fois moindres. Elles peuvent être dues à des déplacements de très petites portions de la gélatine mais elles peuvent aussi n'être qu'apparentes, et provenir d'un arrangement particulier des grains d'argent, ou d'une sensibilité irrégulière.

La position de la plaque pendant le développement, le lavage et le séchage, serait indifférente ainsi que la rapidité du séchage.

Jules BAILLAUD.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON;

Série A, t. LXXIX; 1907.

R. MACLAURIN. — On the intensity of light reflected from transparent substances (Sur l'intensité de la lumière réfléchie par des substances transparentes). — P. 18-30.

En 1870, Rood ⁽¹⁾ avait trouvé que le pouvoir réflecteur du verre est absolument conforme aux prévisions théoriques ; mais lord Rayleigh ⁽²⁾ démontra que cette conclusion était manifestement inexacte et que le pouvoir réflecteur du verre diffère des valeurs calculées d'après la théorie de Fresnel de quantités trop grandes pour être attribuées à des erreurs expérimentales.

L'auteur montre que ce désaccord doit être attribué à l'existence d'une couche de transition graduelle à la surface du verre.

T.-H. HAVELOCK. — The electric or magnetic polarisation of a thin cylinder of finite length by a uniform field of force (La polarisation électrique ou magnétique d'un cylindre léger de longueur finie par un champ de force uniforme). — P. 31-42.

Ce mémoire renferme le calcul de la polarisation induite dans un fil cylindrique de longueur finie par un champ de force uniforme parallèle à son axe. L'auteur applique les résultats du calcul à la polarisation diélectrique et à la détermination du facteur démagnétisant d'un fil de longueur finie.

E. GOLD. — The Velocity of the negative ions in flames (Vitesse des ions négatifs dans les flammes). — P. 43-66.

Le but de ce Mémoire est la détermination des vitesses des ions négatifs dans les flammes, ions produits soit par l'ionisation des vapeurs salines, soit par l'ionisation des gaz de la flamme. Deux méthodes ont été employées et ont donné des résultats concordants.

La première méthode repose sur la détermination du rapport entre le gradient du potentiel dans la flamme à quelque distance des élec-

(1) *Americ. Journ. of Science*, 2^e série, t. XLIX, p. 145; 1870; et t. L, p. 1; 1870.

(2) *Proc. of the Roy Soc.*, t. XLI, p. 275; 1886.

trodes et le courant qui la traverse. Elle donne la vitesse des ions dans la flamme.

La seconde méthode consiste à trouver le gradient du potentiel nécessaire pour forcer les ions négatifs dus à la vapeur saline à se mouvoir à travers la flamme d'une électrode à l'autre, tandis qu'ils sont portés vers le haut par le courant gazeux.

Les résultats obtenus montrent que la vitesse des ions négatifs dans la flamme, due à un gradient du potentiel de 1 volt par centimètre, est d'environ $10.000 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$. La vitesse calculée pour un électron

négatif ou corpuscule est environ $13000 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$, de telle sorte qu'il semble que les ions négatifs dans les flammes soient des électrons.

Des expériences antérieures faites par divers observateurs avaient montré que la vitesse des ions négatifs dans les flammes n'étaient que de $1000 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$. L'auteur montre que cet écart provient de ce que ses prédécesseurs supposaient que, pour de faibles différences de potentiel, le gradient du potentiel entre les électrodes est uniforme. Or les expériences actuelles prouvent que cette hypothèse est erronée.

J. DEWAR et H. O. JONES. — On a new iron carbonyl, and on the action of light and of heat on the iron carbonyls (Sur un nouveau fer-carbonyle et sur l'action de la lumière et de la chaleur sur les fer-carbonyles). — P. 66-80.

Les auteurs ont continué leurs recherches ⁽¹⁾ sur l'action de la lumière sur le fer-pentacarbonyle liquide et l'action de la chaleur sur le composé solide résultant, le diferrononancarbonyle. Au cours de ces recherches, ils découvrirent un nouveau composé du fer et de l'oxyde de carbone, le fer-tétracarbonyle $[\text{Fe}(\text{CO})^n]$, formule dans laquelle n a une valeur élevée, probablement voisine de 20. Ce nouveau composé présente les propriétés suivantes : Il n'est pas décomposé par l'acide chlorhydrique concentré et chaud ; il est décomposé par l'acide sulfurique concentré chaud en protoxyde de carbone et sulfate ferreux ; il est rapidement décomposé par l'acide azotique froid. Le fer tétracarbonyle est soluble dans les hydrocarbures,

(1) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LXXVI, p. 538 ; 1905 ; — et *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 93 ; 1907.

l'éther, le fer-pentacarbonyle, le nickel-carbonyle, l'acétone et l'acéto-nitrile pour donner des solutions vertes qui ne changent pas quand on les chauffe peu de temps et qui laissent déposer le composé vert quand on les évapore à l'abri du contact de l'air. Dans la pyridine et l'alcool, le composé se dissout pour donner une solution verte, qui se transforme, lentement à froid et rapidement à chaud, en une solution rouge. Les solutions vertes présentent une bande d'absorption caractéristique dans le jaune, tandis que les solutions rouges ne présentent aucune absorption sélective.

F.-W. ASTON. — Experiments on the length of the cathode dark space with varying current densities and pressures in different gases (Expériences sur la longueur de l'espace sombre cathodique avec des densités de courant et des pressions variables dans différents gaz). — P. 80-95.

Ces recherches conduisent l'auteur à cette conclusion que l'espace sombre peut être considéré comme une région d'électrisation positive voyageant vers la cathode et dans laquelle la charge positive totale équilibre exactement la charge négative de la cathode. Le mouvement des ions positifs peut être manifesté d'une façon frappante au moyen d'un tourniquet en mica monté à l'intérieur de l'espace obscur et qui se met à tourner rapidement dans le sens opposé à celui qu'on attribue aux rayons cathodiques.

F. HORTON. — On the discharge of negative electricity from hot calcium and from lime (Sur la décharge d'électricité négative provenant du calcium chaud ou de la chaux). — P. 96-97.

L'auteur a comparé la perte négative du calcium chaud à celle du platine et de la chaux dans des conditions analogues. Il étudia d'abord la perte négative d'une lame de platine chauffée par un courant électrique. Cette lame fut ensuite recouverte de calcium métallique par sublimation d'un fil de calcium chauffé électriquement et placé dans le tube de décharge près de la cathode. La perte négative de cette lame fut étudiée à différentes températures.

En laissant entrer de l'oxygène dans l'appareil, le calcium était oxydé. On étudiait de nouveau la perte négative.

Enfin on introduisait de l'hydrogène dans l'appareil et l'on recherchait l'effet de ce gaz.

Les résultats obtenus peuvent se résumer ainsi :

1° La perte négative du calcium est plus grande que celle du platine à la même température ;

2° En oxydant le calcium, il se produit une grande augmentation de la perte négative. Ce résultat est contraire aux prévisions, car on pouvait supposer que la présence, dans la molécule de chaux, de l'atome électro-négatif d'oxygène agirait comme force attractive retenant le corpuscule tendant à s'échapper ;

3° La perte négative de la chaux dans l'hydrogène est beaucoup plus considérable que dans l'air ou l'hélium.

W. CROOKES. — Experiments on the dark space in vacuum tubes (Expériences sur l'espace obscur dans les tubes à vide). — P. 98-117.

L'auteur donne une série de quarante résultats d'expériences qu'il serait impossible de résumer. Il a étudié successivement :

1° L'espace obscur à des pressions inférieures à $0^{\text{mm}},1$;

2° L'effet des dimensions du tube sur l'espace obscur ;

3° Les conditions électriques autour de l'espace obscur ;

4° La relation entre la pression et le courant dans cet espace ;

5° L'action des parois du tube à vide ;

6° L'espace obscur aux pressions les plus faibles qu'on puisse atteindre ;

7° La photographie à l'intérieur des tubes ;

8° Le pouvoir pénétrant des rayons ;

9° Les rayons Röntgen provenant des courants secondaires d'électrons ;

10° Les rayons Röntgen provenant de l'Yttrium phosphorescent ;

11° La déviation magnétique d'une partie de l'émanation.

J. LUNT. — On the presence of europium in stars (Sur la présence de l'euporium dans les étoiles). — P. 118-125.

D'après l'auteur, certaines raies du spectre de α -Boötis, de β -Geminorum et d'Arcturus ne pourraient s'expliquer que par la présence d'euporium dans ces étoiles. Cet élément existerait également dans la chromosphère solaire.

COMTE DE BERKELEY. — Note on the application of Van der Waals' equation to solutions (Note sur l'application de l'équation de Van der Waals aux solutions). — P. 125-131.

Dans une communication antérieure⁽¹⁾ en collaboration avec M. Hartley, l'auteur a donné le résultat de mesures de pressions osmotiques sur les solutions de sucre de canne, de dextrose, galactose et mannite.

Ces résultats peuvent être représentés par les deux équations suivantes.

$$(1) \quad \left(\frac{A}{v} - p + \frac{a}{v^2} \right) (v - b) = RT,$$

$$(2) \quad \left(\frac{A}{v} + p - \frac{a}{v^2} \right) (v - b) = RT,$$

dans lesquelles p est la pression osmotique, R , la constante des gaz, T , la température absolue. Dans l'équation (1), v désigne le volume d'eau qui contient une molécule-gramme du corps dissous ; dans l'équation (2) v désigne le volume de solution contenant une molécule-gramme.

Il est à remarquer que ces équations donnent des valeurs impossibles pour les valeurs critiques de T , p et v .

S.-W.-J. SMITH. — The thermomagnetic analysis of meteoric and artificial nickel-iron alloys (Analyse thermomagnétique d'alliages fer-nickel météoriques et artificiels). — P. 132-133.

Les variations de perméabilité magnétique d'un spécimen type de fer météorique octaédrique entre 0° et 850° ont été comparées à celles d'un acier au nickel contenant à peu près la même proportion de fer et à celles d'un échantillon de fer presque pur.

Les courbes qui relient la perméabilité à la température peuvent s'interpréter au moyen de la théorie des solutions solides et de la formation de cristaux mixtes. On en conclut que les cristaux mixtes du type pauvre en nickel sont, à la température de transition, en équilibre avec une solution plus riche en nickel que ces cristaux.

On déduit, des données thermomagnétiques, que le fer météorique de Sacramento est composé principalement d'un alliage fer-nickel contenant 6 à 7 0/0 de nickel, et en outre d'une petite quantité d'un

(1) *Phil. Trans.*, A, t. CCVI, p. 503.

alliage complexe contenant de 25 à 30 0/0 de nickel, mais dont le constituant le plus riche en nickel renferme environ 40 0/0 de cet élément.

A.-A.-C. SWINTON. — The occlusion of residual gas by the glass walls of vacuum tubes (Occlusion du gaz résiduel, par les parois de verre des tubes à vide). — P. 134-137.

En chauffant fortement des fragments de tube à vide qui avaient été soumis à un usage prolongé en 1898 et laissés ouverts, depuis cette époque, à la pression atmosphérique, on constate qu'ils s'obscurcissent immédiatement. Cet effet est dû à de grandes quantités de petites bulles gazeuses très visibles au microscope et ayant 0^{mm},01 de diamètre.

En dissolvant une couche superficielle du verre dans l'acide fluorhydrique jusqu'à ce que les bulles disparaissent et en mesurant l'épaisseur avant et après ce traitement, on reconnaît que les bulles forment une épaisseur de 0^{mm},122 à la surface du verre.

Dans un cas typique, l'auteur a trouvé 625.000 bulles environ par centimètre carré, d'où il résulte que la quantité totale de gaz occlus dans le tube était de 0^{cm³},03, non compris la quantité qui a pu s'échapper quand on a chauffé le verre.

En plaçant les fragments de tube dans un appareil à vide puis pulvérisant ces fragments, on constata que le gaz occlus était principalement de l'hydrogène.

Des expériences ont été entreprises avec l'hélium. Ce gaz peut être occlus par le tube à vide et extrait ensuite par pulvérisation des fragments du tube dans un appareil à vide.

En remarquant que l'hélium ne se combine avec aucune substance à la température ordinaire il semble bien que l'occlusion de ce gaz soit due à une sorte de projection mécanique dans le verre et non à quelque combinaison chimique.

B. HOPKINSON. — A recording calorimeter for explosions (Calorimètre enregistreur pour explosions). — P. 138-154.

La chambre à explosion est entourée d'une bande de cuivre dont on enregistre l'augmentation de résistance quand l'explosion se produit et le refroidissement subséquent. Connaissant la température du cuivre, sa capacité calorifique, la chaleur qui l'a traversé à chaque

instant peut être calculée en partant de la résistance et en appliquant des corrections convenables.

La résistance est déterminée en faisant passer un courant d'intensité connue à travers la bande de cuivre et en enregistrant la différence de potentiel aux extrémités de cette bande au moyen d'un galvanomètre à réflexion.

R.-S. HUTTON et J. E. PETAVEL. — Electric furnace reactions under high gaseous pressures (Réactions du four électrique sous de hautes pressions gazeuses). — P. 155-157.

Les auteurs ont étudié la formation de carbure de calcium dans une atmosphère d'oxyde de carbone. Ils ont trouvé que :

1° Contrairement à ce que l'on croit habituellement, l'oxyde de carbone, sous la pression de une atmosphère, ne diminue pas le rendement d'une manière appréciable ;

2° Si le carbure est refroidi dans une atmosphère d'oxyde de carbone une réaction inverse se produit au point de solidification ; mais l'effet est limité à la surface du lingot.

Ils ont étudié également le problème délicat de la réduction de l'alumine par le charbon. Ils ont constaté que :

1° L'aluminium métallique peut être produit par une réaction purement thermique ;

2° La température la plus basse à laquelle cette réaction ait lieu coïncide avec le point de fusion de l'alumine ;

3° Le métal est d'abord produit sous forme de vapeur.

W. MAKOVER et S. RUSS. — On the effect of high temperatures on radium emanation and its products (Sur l'effet des hautes températures sur l'émanation du radium et ses produits). — P. 158-166.

Voici les résultats de ces recherches :

1° Le changement d'activité produit quand l'émanation du radium est soumise à une température élevée n'est pas dû à une altération de l'émanation elle-même, puisque le décroissement de l'activité en fonction du temps n'est pas altéré quand on la maintient à une température de 1400° ;

2° Ce changement est dû à une transformation en radium B ou C, car l'activité d'un mélange de ces deux substances peut changer avec la température ;

3° Ce changement est probablement dû à une influence de la température sur la radium C. Cette conclusion s'accorde avec les observations de Curie et Danne (1).

R. THRELFALL. — On the purification and testing of selenion (Sur la préparation et l'essai du sélénium). — P. 167-174.

L'auteur a préparé une grande quantité de sélénium pur en employant le procédé de purification de Ekman et Petterson (2).

Il a constaté qu'on peut séparer l'oxyde de tellure de l'oxyde de sélénium en sublimant le mélange vers 320°, car l'oxyde de tellure n'a pas de tension de vapeur sensible à 300°.

Il a trouvé dans le sélénium purifié 0,00038 0/0 d'arsenic en opérant par distillation avec le chlorure ferreux et l'acide chlorhydrique.

Par l'emploi de la méthode de Marcel (3) ou au moyen d'une cathode tournante, il n'a pu trouver aucune trace de mercure.

O.-V. VONWILLER et W.-H. MASON. — On the specific inductive capacity of a sample of highly purified selenion (Sur la capacité inductive spécifique d'un échantillon de sélénium très pur). — P. 173-181.

Les auteurs ont employé le sélénium purifié par M. Threlfall (1).

Les déterminations ont été faites par la méthode de l'électromètre absolu (3) avec des forces électriques alternatives d'une fréquence d'environ 50 et par une méthode d'oscillations électriques avec une fréquence de 24 000 000.

Ces deux méthodes ont donné des résultats presque identiques.

Par la méthode de l'électromètre absolu ils ont trouvé pour la capacité inductive spécifique : 6,13 à 16° C., et par la méthode des oscillations : 6,14 à 23°, 6 C.

L.-N.-G. FILON. — On the dispersion of artificial double refraction (Sur la dispersion de la double réfraction artificielle). — P. 200-202.

On sait que le verre comprimé inégalement dans différentes directions se comporte comme un cristal dont l'axe optique serait

(1) *C. R.*, t. CXXXVIII, p. 748 ; 1904.

2) *Nova Acta der K. Soc. der Wissenschaften zu Upsala*, t. X : mai 1876.

3) *C. R.*, 1873.

4 Voir ci-dessus.

5) *Phil. Mag.*, 6^e série, t. CXI, p. 692 ; 1902.

situé sur l'axe de compression. Si T_1 et T_2 sont les tensions principales sur le front de l'onde, μ_1 et μ_2 les indices de réfraction des deux rayons pour lesquels les directions de vibration sont suivant T_1 et T_2 , le retard relatif des deux rayons polarisés inversement est :

$$R = (\mu_1 - \mu_2) \tau = C(T_1 - T_2) \tau,$$

formule dans laquelle τ est l'épaisseur de la lame du verre traversé ; C peut être appelé le *coefficient optique de tension* du verre.

Ce coefficient varie avec la nature du verre et, pour un verre déterminé, avec la couleur. L'auteur s'est proposé d'étudier expérimentalement cette dernière variation pour les verres borosilicatés.

Les résultats peuvent être représentés par la formule empirique :

$$C = C_0 \frac{1}{1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}}$$

dans laquelle C_0 et λ_0 sont des constantes.

C. CUTHBERTSON et E.-P. METCALFE. — On the refractive indices of gaseous potassium, zinc, cadmium, mercury, arsenic, selenium and tellurium (Sur les indices de réfraction du potassium, du zinc, du cadmium, du mercure, de l'arsenic, du sélénium et du tellure gazeux). — P. 202-203.

Ce mémoire, dont il n'est donné qu'un extrait, est la continuation des recherches de Cuthbertson (1) sur les indices de réfraction des vapeurs des éléments qui ne sont pas gazeux à la température ordinaire. Les résultats obtenus sont curieux. Ainsi l'équivalent de réfraction de Gladstone pour l'arsenic est environ 12 fois celui de l'hydrogène, tandis que la réfractivité gazeuse est 11 fois celle de l'hydrogène. Mais les valeurs de Gladstone pour le zinc et le cadmium sont exactement la moitié de celles obtenues actuellement. En outre, la valeur de Gladstone pour le sélénium est environ le double de la valeur obtenue par la réfractivité.

René PAILLOT.

(1) *Phil. Trans.*, A, t. CCIV, p. 333 ; 1905.

APPAREILS POUR LA MESURE DE LA RADIOACTIVITÉ, D'APRÈS LA MÉTHODE ÉLECTROSCOPIQUE (1);

Par MM. C. CHÉNEVEAU et A. LABORDE.

I. La méthode de mesure de la radioactivité la plus précise est la méthode électrométrique (2); la méthode la plus rapide est, sans contredit, la méthode électroscopique.

Les meilleures applications de l'électroscope à feuille d'or à la détermination de la radioactivité ont été faites d'abord par Pierre Curie (3), puis par M. C.-T.-R. Wilson (4). Ces deux savants augmentèrent, en effet, la sensibilité de l'appareil, le premier en rendant la lecture de la déviation de la feuille plus précise par l'emploi d'un microscope à micromètre oculaire, le second en diminuant le plus possible la capacité.

Divers autres appareils furent également créés ayant pour but spécial, ou bien de mesurer des activités extrêmement faibles telles que celle de l'atmosphère, ou bien d'opérer commodément sur les gaz dégagés spontanément au griffon des sources thermales ou extraits des eaux minérales.

Bien que nous ne puissions faire en ce court exposé l'histoire de cette importante question, il nous paraît intéressant de rappeler ici l'électroscope d'Exner (5), avec lequel MM. Elster et Geitel (6) firent la plus grande partie de leurs belles recherches sur la radioactivité de l'air atmosphérique, ainsi que les appareils de Schmidt (7) et de Sieveking (8), pour l'étude rapide des eaux naturelles et des gaz radioactifs.

L'un de nous a déjà fait construire par la Société centrale de Produits chimiques, d'après les indications de Curie, un modèle commode d'électroscope (9). Nous avons pensé qu'il serait intéressant

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 20 novembre 1908.

(2) Pierre CURIE, *Œuvres*, p. 375; M^{me} S. CURIE, *Ann. Ch. Phys.*, septembre, octobre, novembre 1903; — C. CHÉNEVEAU, *le Radium*, n° 6, p. 181; 15 décembre 1904.

(3) Pierre CURIE, *Œuvres*, p. 591; 1908.

(4) C.-T.-R. WILSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, XII, 2^e partie; 1903.

(5) EXNER. — Voir ELSTER et GEITEL.

(6) ELSTER et GEITEL. — Voir C.-T.-R. WILSON, *Proc. Roy. Soc.*, LXVIII, p. 452; 1901; — RUTHERFORD, *Radioactivity (Phys. Series, Cambridge; Phys. Zeit.*, 1903, p. 2).

(7) SCHMIDT, *Phys. Zeit.*, 561; 15 septembre 1903.

(8) SIEVEKING, *Phys. Zeit.*, 700; octobre 1903.

(9) Pierre CURIE, *Œuvres*, p. 593; 1908.

d'appliquer cette nouvelle forme de l'appareil à la réalisation d'instruments de mesure dont les avantages pratiques puissent permettre à n'importe quel physicien ou chimiste d'obtenir aisément, au laboratoire ou sur le terrain, la valeur de la radioactivité d'un corps, quelle qu'en soit la nature. Ce sont ces appareils que nous allons décrire.

II. Les mesures radioactives peuvent s'adresser à des corps solides, gazeux ou liquides. Quand ces corps sont placés dans le champ électrique d'un électroscope chargé, cet appareil se décharge sous l'effet de la conductibilité acquise par l'air soumis aux rayonnements de la substance radioactive.

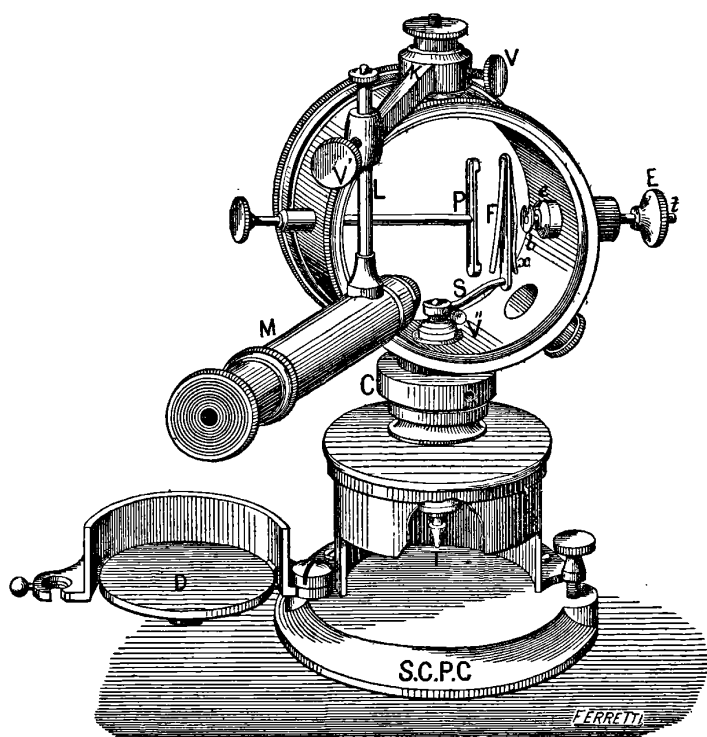


FIG. 1.

L'électroscope (fig. 1 et 2) est constitué par une cage métallique, en forme de section de tube, limitée par deux glaces de verre à faces parallèles.

A la partie inférieure se visse un col métallique C dans lequel est mastiquée l'ambroïde destinée à isoler électriquement la feuille d'aluminium. L'ambroïde porte dans ce but une tige métallique qui la traverse de part en part. Cette tige métallique se termine, à la partie supérieure, dans la cage de l'électroscope, par une pièce cylindrique sur laquelle une vis de serrage V' permet de fixer le support S de la feuille d'aluminium F ; et, à la partie inférieure, par un filetage sur lequel se vissent les diverses tiges de déperditions appropriées aux différents appareils de mesure. La cage de l'électroscope est donc complètement fermée et peut être d'ailleurs desséchée à l'aide d'un tube latéral démontable D (fig. 2) contenant de l'anhydride phosphorique ou du sodium. La feuille d'aluminium ne communique métalliquement avec l'extérieur que par la tige isolée dans l'axe de l'ambroïde. Ce dispositif entraîne nécessairement deux surfaces de fuite le long de l'isolant. Nous l'avons pourtant adopté afin que l'électroscope reste complètement à l'abri des poussières radioactives et que, seuls, les appareils accessoires soient exposés à acquérir une radioactivité gênante.

La feuille d'aluminium peut être chargée électriquement à l'aide d'une tige métallique t traversant la paroi de la cage de l'électroscope dont elle est isolée par de l'ébonite⁽¹⁾. Cette tige peut tourner autour de son axe et coulisser dans l'ébonite suivant son axe ; elle porte, à l'intérieur de la cage, une petite plaque métallique b , excentrée, que l'on peut amener en contact, soit, pour la charge, avec un petit ressort r fixé sur le support de la feuille d'aluminium, soit, après la charge, avec la cage de l'électroscope en calant l'excentrique b contre un ergot e réuni à la cage. Les phénomènes d'influence pouvant provenir du chargeur sont donc ainsi évités.

Les mouvements de la feuille d'aluminium sont observés, comme dans les anciens électroscopes Curie, au moyen d'un microscope M muni d'un micromètre oculaire. Le support K du microscope est fixé sur la cage de l'électroscope, à la partie supérieure, au moyen d'une bague commandée par une vis de serrage V ; à l'extrémité du support K est adaptée la tige qui porte le tube de coulisse du microscope ; cette tige peut glisser et tourner dans son logement et y est

(1) Une source d'électricité quelconque à haut potentiel (pile, accumulateur, bouteille de Leyde, etc.) peut être employée. Le plus commode est encore d'approcher contre la tige t un petit bâton d'ambroïde électrisé par frottement sur du drap.

fixée par un bouton à vis V' dans une position quelconque. Un tel dispositif permet de donner au microscope, placé dans sa coulisse, une orientation quelconque par rapport à la cage de l'électroscope,

Comme il est nécessaire, pour l'accord précis des mesures comparatives, que la position du microscope soit toujours la même, nous avons établi un repérage exact de cette position : dans ce but, la vis V vient serrer dans un logement pratiqué dans la monture, définissant ainsi la position du support K.

Pour fixer l'orientation du microscope, une fine croix de repère a été gravée sur la glace antérieure de la cage, et cette glace est elle-même repérée par rapport à la monture métallique ; quand le microscope vise alors cette croix de repère sur le point 100 du micromètre, il est sensiblement normal aux glaces de l'appareil, et il peut être immobilisé dans cette position par le serrage d'une vis V'.

La pièce porte-ambroïde est filetée à la partie inférieure et permet de visser l'électroscope sur un appareil de déperdition quelconque⁽¹⁾.

Enfin la feuille d'aluminium peut être calée, pour le transport, par une pièce métallique P convenablement disposée à l'intérieur de la cage et manœuvrée de l'extérieur par une tige couissant dans la paroi de l'appareil.

III. *Pour l'étude des corps solides*, on place l'électroscope sur une cage métallique (*fig. 1*) ; la tige de déperdition T, assez courte, plonge dans cette cage, qui renferme à la partie inférieure un plateau D sur lequel peuvent se placer des disques métalliques de différents diamètres, destinés à supporter la matière active étudiée. Ces disques s'introduisent aisément dans l'appareil au moyen d'une porte assez haute pratiquée dans la paroi cylindrique et dont la seule manœuvre permet de placer le disque dans l'appareil ou hors de l'appareil⁽²⁾. Ce dispositif évite la chute de matières actives dans la cage.

Le champ électrique ainsi produit entre tige et plateau n'est pas évidemment aussi simple que celui obtenu entre deux plateaux paral-

(1) Nous devons signaler que, dans un modèle plus récent, nous avons modifié ce dispositif pour que la partie inférieure de la pièce porte-ambroïde entre à frottement dans le col de l'appareil de déperdition, le raccord et l'immobilisation de l'électroscope se faisant à l'aide d'une bague de serrage filetée assez large.

(2) Il est nécessaire, pour faire de bonnes mesures, d'employer les corps réduits en poudre ; notre appareil permet cependant d'opérer sur des fragments de minerai assez gros, ainsi que peut l'exiger une première expérience grossière faite sur le terrain.

lèles. Il est néanmoins aisé de voir que, du moment que le champ électrique garde la même forme, sa complexité n'empêche nullement de faire des mesures tout à fait comparables.

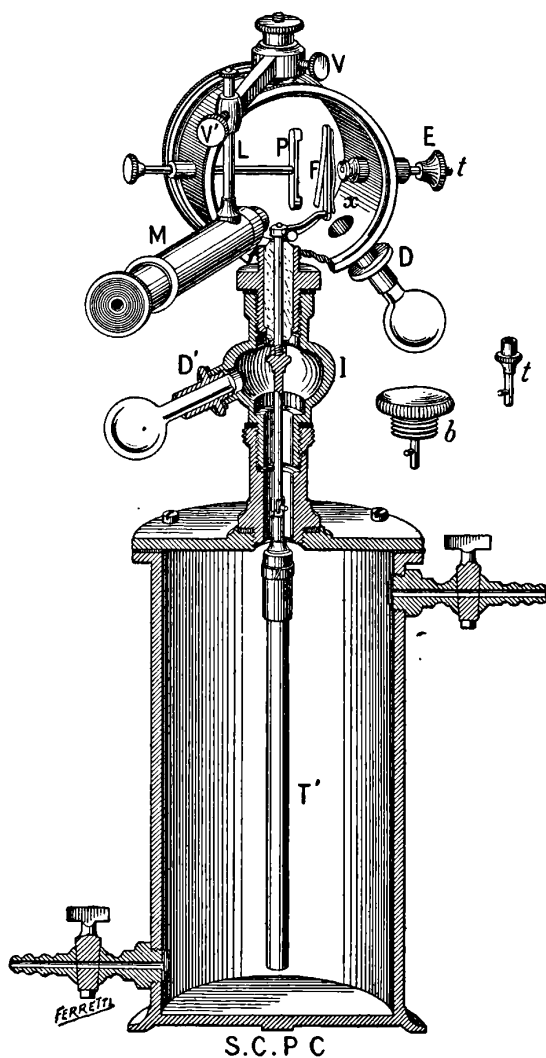


FIG. 2.

IV. Pour l'étude des gaz radioactifs, l'électroscope se place (fig. 2) sur le col d'un cylindre de cuivre fermé aux deux extrémités et muni

de robinets métalliques qui permettent l'introduction des gaz radioactifs.

Sur la tige de l'électroscope est, dans ce cas, vissée une tige *t* qui soutient, par un raccord à baïonnette, une tige de déperdition *T* constituant dans le condensateur cylindrique une armature isolée.

Ces cylindres étant destinés à recevoir des gaz qui doivent parfois y séjourner un temps prolongé et y subir plusieurs mesures successives, il a paru utile de prévoir un bouchage de ces cylindres permettant d'enlever l'électroscope de l'appareil après une mesure, sans que le gaz contenu dans l'appareil puisse s'en échapper. Un tel bouchage a été réalisé en ajustant dans le col de l'appareil un bouchon métallique cylindrique qui porte à la partie inférieure la tige cylindrique *T* et qui se raccorde à la tige de l'électroscope par un dispositif à baïonnette. En examinant la *fig. 2*, on conçoit, en effet, que, d'après les dimensions de l'appareil, le bouchon obture encore le col, alors que l'électroscope est déjà fixé sur l'appareil et que, lorsque cette fixation est définitive, le bouchon se trouve dégagé et la tige de déperdition isolée.

Quand l'électroscope a été enlevé d'un cylindre renfermant des gaz radioactifs, le cylindre doit être aussitôt bouché hermétiquement avec un bouchon à vis *b* et, au cours de cette manœuvre, grâce à l'exiguïté du volume du col où se fait l'obturation, il ne sort pas du cylindre 1/1 000 du gaz étudié ; nous nous en sommes assuré expérimentalement.

Bien qu'il soit préférable de n'introduire dans ces cylindres que des gaz secs, nous avons prévu que certains observateurs pourraient introduire directement de l'eau dans les cylindres de mesure.

Dans ces conditions, il est bon de protéger l'isolant contre l'humidité en vissant entre l'électroscope et le cylindre une boîte *I* renfermant un corps desséchant quelconque contenu dans l'ampoule de verre *D*.

Enfin, lorsqu'on étudie des corps très actifs, le cylindre peut s'activer, et il nous a semblé nécessaire de construire nos cylindres avec couvercle démontable, afin de donner facilement accès à l'intérieur et de permettre un lavage superficiel à l'acide nitrique ou un grattage. C'est d'ailleurs une idée générale qui nous a guidés dans la construction de ces appareils de les rendre complètement démontables pour les nettoyer convenablement et de supprimer le plus

possible la déperdition électrique propre de l'appareil. Tous les joints nécessités par ces différents montages tiennent d'ailleurs convenablement le vide.

V. Avant de procéder à une mesure de radioactivité, il faut déterminer la *fuite spontanée* de l'appareil, due à une légère conductibilité superficielle de l'isolant et à une faible ionisation possible de l'air de l'appareil de mesure. Cette perte de charge, comme toute déperdition, se mesurera en mettant un compte-secondes en marche au moment du passage de la feuille d'aluminium devant une division du micromètre et en arrêtant le compte-secondes quand la feuille atteindra une autre division. On observe ainsi que la feuille a parcouru un chemin d pendant un temps t et la vitesse de chute v , mesurée par le quotient $\frac{d}{t}$ et exprimée en divisions du micromètre par seconde, mesurera la fuite propre de l'appareil.

Nous estimons que, pour se trouver dans de bonnes conditions, c'est-à-dire pour que les résultats d'une mesure soient réellement démonstratifs, il faut que cette fuite spontanée ne soit pas supérieure au dixième de la vitesse de chute mesurant le phénomène étudié.

VI. Pour mesurer l'activité d'un corps solide, on le répand uniformément à la surface du plateau D de l'appareil (*fig. 4*). On mesure la déperdition de l'appareil sous l'influence du produit étudié. Puis on fait une expérience analogue avec un disque de même surface recouvert d'oxyde noir d'uranium.

Dans les deux cas, il faut retrancher des vitesses de chute obtenues celle due à la fuite spontanée de l'appareil.

On dit alors que le produit mesuré a une activité de 1, 2, 3, quand la déperdition obtenue, toutes corrections faites, sera 1, 2, 3 fois plus grande que celle produite par l'oxyde d'uranium.

Ces mesures ne sont que comparatives ; elles peuvent différer d'un modèle d'électroscope à un autre, parce que l'ionisation produite par les diverses substances radioactives et le pouvoir de pénétration des divers rayonnements émis par ces corps ne sont pas les mêmes.

Quand il s'agira du *radium*, des mesures quantitatives très précises pourront être faites grâce aux propriétés de l'émanation du radium ; nous en reparlerons plus loin.

VII. Les *gaz* à étudier peuvent provenir, soit de l'atmosphère, soit du sol, soit du griffon d'une source d'eau minérale. Ils peuvent

encore avoir été extraits par ébullition ou par barbotage d'une eau dont on veut connaître la radioactivité.

On introduit dans un cylindre bien sec un volume connu du gaz desséché au préalable et débarrassé des poussières par un passage sur l'anhydride phosphorique, puis sur un tampon d'ouate. L'introduction des gaz dans l'appareil est une opération facile si l'on a fait un vide partiel dans le cylindre de mesure à l'aide d'une trompe à eau ou d'une pompe à main.

La pression dans le cylindre étant amenée à la pression atmosphérique, la vitesse de déperdition de l'électroscope mesurera la radioactivité du gaz,

Si cette radioactivité est due à de l'émanation du radium, il est possible d'exprimer quantitativement la teneur du gaz en émanation. Pour unité de quantité d'émanation, nous avons pris le *milligramme-minute*, c'est-à-dire la quantité d'émanation que peut fournir 1 milligramme de bromure de radium pur en 1 minute (Curie et Laborde)⁽¹⁾.

Pour étalonner l'appareil, on introduit dans le cylindre une quantité connue d'émanation du radium⁽²⁾ et on mesure la déperdition de l'électroscope, *trois heures après l'introduction de l'émanation*⁽³⁾. Cette mesure permet de calculer que, dans ces conditions, une vitesse de chute de la feuille d'aluminium de 1 division du micromètre par seconde correspond à l'introduction de n milligrammes minutes d'émanation du radium dans l'appareil.

Si l'on introduit alors une quantité x d'émanation, seule ou mélangée avec un gaz, et si v est la vitesse de chute au bout de trois heures on aura :

$$x = nv.$$

(Si v est exprimée en divisions du micromètre par seconde, x est exprimée en milligrammes-minutes.)

Mais on ne dispose pas toujours de solution titrée de bromure de

(1) CURIE et LABORDE (*C. R.*, t. CXXXVIII, p. 1150 ; 1904). — Cette unité est pratique, eu égard aux quantités d'émanation contenues dans les gaz des sources thermales. L'unité absolue serait le gramme-seconde de radium.

(2) La quantité d'émanation émise par une solution d'un sel de radium est donnée par la formule :

$$E = \frac{Q}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}),$$

où L = poids de RaBr_2 , $\lambda = 4,205 \cdot 10^{-4}$, si t est exprimé en minutes.

(3) Voir sur la mesure des gaz radioactifs, P. CURIE et A. LABORDE (*C. R.*, CXXXVIII, p. 1150, 1904; CXLII, p. 1462, 1906); A. LABORDE (*Le Radium*, n° 1. p. 1, 1904; n° 2, p. 386, 1905).

radium. D'autre part, comme la vitesse de chute de la feuille d'aluminium, produite par une quantité donnée d'émanation, ne serait pas la même pour des feuilles d'aluminium de sensibilités différentes, nous avons déterminé expérimentalement que 0,34 milligramme-minute introduits dans le cylindre provoquent, trois heures après leur introduction, une vitesse de chute V de la feuille égale à celle que produit le disque d'oxyde d'uranium dans l'appareil à solides.

Si l'on introduit une quantité x d'émanation dans le cylindre et si la feuille d'aluminium tombe avec une vitesse v , la quantité x sera donnée par la relation :

$$x = 0,34 \frac{v}{V} \quad (1).$$

Lorsqu'un cylindre est ainsi étalonné, il permet de déterminer non seulement la teneur d'un gaz en émanation, mais encore la richesse d'un minerai en radium : en effet, il suffit de mettre un poids déterminé du minerai en solution par des traitements chimiques appropriés (2), puis de laisser s'accumuler en vase clos l'émanation que peut émettre la solution pendant un temps connu. La loi suivant laquelle s'accumule l'émanation permet de calculer le poids de radium qui l'a produite (3).

VIII. La radioactivité des *eaux* est due aux corps radioactifs qu'elles renferment en dissolution : émanation ou corps solides.

Les *émanations radioactives* dissoutes peuvent être étudiées par divers procédés.

1° On peut mettre directement un volume connu d'eau dans le cylindre surmonté de sa boîte desséchante et de l'électroscope ;

2° On peut réunir par leurs cols deux cylindres l'un au-dessus de l'autre, remplir d'eau l'un des cylindres et retourner plusieurs fois l'appareil, en laissant chaque fois l'eau du cylindre supérieur s'écouler dans le cylindre inférieur à travers le raccord ; puis séparer, finalement, les deux cylindres et placer l'électroscope muni de la boîte intermédiaire de dessiccation sur le cylindre plein d'air.

(1) La constante 0,34 est indépendante de la sensibilité de la feuille d'aluminium et reste invariable pour un électroscope, un cylindre et un appareil à solides donnés.

Déterminée, d'autre part, pour plusieurs séries d'appareils de la même fabrication, elle n'a jamais varié de plus de quelques centièmes.

(2) J.-R. STRUTT, *le Radium*, juin 1906.

(3) MACHE, ST. MEYER et E. v. SCHWEIDLER, *le Radium*, 3^e année, n° 2, février 1906, p. 39. — A. LABORDE, *loc. cit.*

Ces procédés ont l'inconvénient d'activer les cylindres de mesure dans le cas où l'eau étudiée renferme des sels radioactifs en dissolution ; ils nécessitent, de plus, que l'on tienne compte de la solubilité de l'émanation (4).

Aussi le procédé le plus précis au point de vue quantitatif consiste-t-il à faire bouillir un volume connu d'eau dans un ballon muni d'un réfrigérant ascendant et à recueillir sur le mercure les gaz chassés par ébullition ; on peut aussi, pour plus de sûreté, faire barboter un peu d'air inactif dans le ballon, à la fin de l'opération, pour entraîner tous les gaz actifs. Ces gaz sont introduits dans un cylindre de mesure et leur radioactivité se mesure comme précédemment.

Les corps radioactifs dissous sont reconnus en conservant l'eau radioactive en vase clos pendant un temps prolongé et en recherchant, par l'un des procédés décrits ci-dessus, si elle renferme encore une émanation.

IX. Les dimensions de nos appareils sont telles (diamètre du cylindre de déperdition, 12 centimètres ; diamètre de l'électrode centrale, 1 centimètre), que, sous une charge d'environ 300 volts, le courant de saturation est obtenu, à 1 ou 2 0/0 près, pour les plus forts courants pratiquement mesurables.

Nous mentionnons ci-dessous les constantes principales de nos appareils. Mais auparavant il convient d'observer que ces constantes sont calculées en prenant pour limite des faibles courants mesurables ceux qui sont dix fois plus forts que la fuite spontanée de l'appareil. Or, certains auteurs, tels que M. Strutt, qui surent tirer d'un électroscope le maximum de sensibilité possible, estiment (voir *le Radium*, 1906^f, p. 163) qu'une mesure est démonstrative si elle est représentée par une augmentation de moitié de la fuite spontanée. Dans de semblables conditions, il faudrait attribuer à nos appareils une sensibilité dix-huit fois plus forte ; dans le tableau ci-dessous, nous n'avons pas voulu signaler comme limite pratique inférieure de sensibilité des nombres où les erreurs d'expériences peuvent devenir importantes entre les mains d'observateurs insuffisamment attentifs.

(4) Il faut alors opérer, comme MM. H. Mache et St. Meyer (*Phys. Zeit.*, 692 ; octobre 1905), en mesurant la solubilité de l'émanation dans les eaux étudiées. — TRAUBENBERG, *Phys. Zeit.*, 130 ; 1904 ; — HOFMANN, *Phys. Zeit.*, 337 ; 1905 ; — KOFLER, *Phys. Zeit.*, 11, 6 ; 1908.

Les constantes principales de nos appareils sont les suivantes :

Potentiel de charge de la feuille d'aluminium correspondant à la saturation, environ	300 volts
1 division du micromètre vaut.....	0,4 volt
Capacité de l'électroscope monté sur un cylindre de 3 litres (1)	14 à 15 cm.
Vitesse de chute spontanée ordinaire : 0,0033 division par seconde, soit.....	0,0013 volt/sec.
Vitesse de chute minimum mesurable (10 fois plus grande que la précédente) : 0,033 division par seconde, soit	0,01 volt/sec.
Courant minimum mesurable dans le cylindre (ce courant est 60 fois plus fort que le courant que produirait l'air atmosphérique)	$2 \cdot 10^{-13}$ ampère
Quantité minimum d'émanation du radium mesurable dans le cylindre.....	$0,0019 \frac{\text{mg.}}{\text{min.}}$
Quantité minimum de bromure de radium dosable par l'émanation [cette quantité correspond à celle contenue dans 10 litres d'eau de mer ou dans 50 grammes de sables du fond de la mer (M. Joly, <i>Phil. Mag.</i> , mars et juillet 1908)]	$2,3 \cdot 10^{-7}$ mg.
Activité minimum mesurable pour les solides (l'oxyde d'uranium étant pris pour unité).....	$\frac{1}{200}$

X. Ainsi les appareils se prêtent facilement aux mesures de radio-activités de minerais et, étalonnés, permettent le dosage du radium par son émanation et l'étude de la radioactivité des eaux minérales (2). Nous donnerons comme exemple les résultats récents, obtenus avec

(1) Nous avons déterminé cette capacité en mesurant, par la méthode du quartz piézo-électrique de Curie, en unités électrostatiques, le courant de saturation i produit, dans un cylindre de dimensions identiques à celles du nôtre, par une quantité connue d'émanation du radium.

Connaissant, d'autre part, la perte de volts par seconde v de notre appareil pour la même quantité d'émanation, il était possible d'en déduire la capacité :

$$C = \frac{i}{v \times \frac{1}{300}}$$

Pour vérifier ce résultat, nous avons encore comparé cette capacité par la méthode de lord Kelvin à une capacité étalon de M. Moulin, construite par M. Beaudoin (Voir le *Radium*, V. n° 5, p. 143; 1908).

Nous avons trouvé $C = 12$ centimètres (notre appareil n'ayant pas d'anneau de garde, cette mesure était peu précise). Dans un nouveau modèle, nous avons cru intéressant de réduire encore cette capacité, qui siège en grande partie dans l'ambroïde.

(2) Un article sera publié ultérieurement à la *Revue scientifique* (C. Chéneveau et A. Laborde) dans lequel ce côté du sujet sera plus particulièrement exposé.

cet appareil par un certain nombre d'observateurs dans l'étude des eaux minérales. Ces travaux ont permis de faire rentrer dans la classification, déjà donnée par Curie et Laborde, un certain nombre de sources thermales radioactives.

Nom de la source	Date de l'extraction	Nombre de milligr.-minutes contenus dans 10 litres. d'eau		Auteurs (1)	Conditions de la mesure
		à la source	4 jours après		
<i>La Bourboule :</i>					
Puits Choussy, 47 mètres de profondeur....	4-08	3,56	1,78	MM. A. Laborde <i>expérience inédite</i>	à Paris 2 jours après l'extraction
<i>Plombières :</i>					
Les Capucins....	8-07	2,03	1,01	A. Brochet C. R. Acad. des Sc., 27 janvier 1908	à la source »
Vauquelin.....	»	0,84	0,42		
<i>Bussang :</i>					
Grande-Salmade.	4-08	1,3	0,64	A. Laborde <i>expériences inédites</i>	à la source
Demoiselles....	»	0,73	0,36		
Petite-Salmade..	»	0,66	0,33		
Marie.....	»	0,49	0,24		
Eau de la montagne.....	»	0,04	0,02		
<i>Dirza (Corse) :</i>					
Dirza.....	12-07	0,42	0,21	A. Laborde <i>expériences inédites</i>	à Paris 6 jours environ après l'extraction
Dirza Sotana....	3-08	0,42	0,21		
Dirza Soprana....	6-08	0,28	0,14		
Dirza Corna....	10-08	0,18	0,09		
Dirza Molino....	12-08	0,16	0,08		
Piazzilaccè.....	10-08	0,06	0,03		
Paoticiola.....	10-08	0,06	0,03		
Muro.....	11-08	0,06	0,03		
<i>Uriage :</i>					
Source principale.....	8-08	0,015	0,007	P. Besson C. R. Acad. des Sc., t. CXLVII, p. 848, 1908 G. Massol C. R., t. CXLVII, p. 844, 1908	à la source

XI. Si nous avons donné pour unité de quantité d'émanation, d'après P. Curie⁽²⁾, le milligramme-minute de RaBr², c'est qu'il conduit à des déterminations quantitatives absolues.

(1) M. Moureu publiera prochainement des résultats d'expériences effectuées à Luchon.

(2) P. CURIE et A. LABORDE, C. R. Ac. Sc., CXXXVIII, p. 1150; 9 mai 1904.

D'autres auteurs ont préféré caractériser une quantité d'émanation du radium par la grandeur du courant de saturation qu'elle produit sous l'effet de son seul rayonnement, c'est-à-dire en l'absence des rayonnements dus à sa radioactivité induite.

M. William Duane (1) a déjà fait observer avec raison que, pour une même quantité d'émanation, un tel courant variait d'un appareil de mesure à un autre, suivant la plus ou moins grande proportion de rayons qui sont absorbés par les parois de l'appareil : il a déterminé expérimentalement les coefficients d'une loi simple :

$$I_0 = C - K \frac{S}{V},$$

qui donne la valeur du courant I_0 dû à 1 gramme-seconde d'émanation seule au moment de son introduction dans l'appareil en fonction du volume V et de la surface S de l'appareil.

Il convient donc, comme l'ont fait les premiers MM. H.-W. Schmidt et Karl Kurz (2), de donner comme mesure d'une quantité d'émanation le courant qu'elle pourrait produire si tous ses rayons étaient absorbés dans l'air.

Cela reviendrait, indirectement, à exprimer une quantité d'émanation, car un tel courant est indépendant de l'appareil de mesure.

La détermination du courant I_0 , produit au moment précis de l'introduction de l'émanation dans l'appareil, se déduit d'ailleurs facilement de mesures faites de minute en minute après l'introduction : en effet M. William Duane a publié (3) un tableau calculé d'après la formule de P. Curie et J. Danne (4) dans lequel figurent les rapports

(1) W. DUANE, *J. de Phys.*, t. IV, 4^e série, p. 605; 1905.

(2) *Phys. Zeit.*, 1906, p. 209-224. — La loi de Duane ne s'applique peut-être pas exactement à d'aussi petits appareils que celui de ces auteurs.

(3) *Loc. cit.*

(4) Si l'on introduit de l'air chargé d'émanation du radium dans un cylindre de mesure, le courant électrique de saturation, I , que l'on peut faire passer à travers le gaz contenu dans ce récipient, croît rapidement pendant les dix premières minutes, puis plus lentement, et atteint une valeur maximum au bout de trois heures environ. P. Curie et M. Danne ont trouvé entre le courant I et le temps t une relation de la forme :

$$I = I_0 \left\{ \alpha - \beta \left[\lambda e^{-at} - \mu \left(\frac{c}{b-c} \frac{a}{a-b} e^{-bt} - \frac{b}{b-c} \frac{a}{a-c} e^{-ct} \right) \right] \right\},$$

qui comprend deux termes principaux : le premier dû à l'émanation seule et le second correspondant à l'apparition progressive de la radioactivité induite. Dans cette équation, I_0 est la valeur du courant I quand $t = 0$, c'est-à-dire représente le courant de saturation dû à l'émanation seule (P. CURIE et J. DANNE, *C. R.*, t. CXXXVIII, p. 683; 1904).

du courant I_0 aux courants successifs mesurés de minute en minute à partir de l'introduction ⁽¹⁾.

XII. Cet appareil se prête, bien entendu, aux mesures des activités induites, en un mot à toutes les études de radioactivité.

Grâce au col qui peut être adapté sur n'importe quel appareil de mesure dont la forme et les dimensions sont variables à l'infini l'électroscope peut se transporter d'un appareil sur un autre et servir à des emplois multiples.

Nous serions heureux si notre travail, aidant à la diffusion des mesures de radioactivité, permettait d'augmenter l'étendue de nos connaissances sur un sujet aussi important dont l'étude mériterait d'être plus généralisée en France; et nous tenons, en terminant, à remercier bien sincèrement M^{me} Curie et M. Debièvre des encouragements qu'ils nous ont souvent donnés.

LES FIGURES DE NOBILI ⁽²⁾ ;

Par M. G. DELVALEZ.

Les figures de Nobili ⁽³⁾ prennent naissance dans les conditions suivantes : Dans une cuve contenant un électrolyte choisi, un mélange d'acétates de cuivre et de plomb, par exemple, une large électrode parasite est immergée. En face d'elle sont disposés des fils conducteurs qui lui sont normaux et s'arrêtent ordinairement à la même distance. Un flux électrique entre par certains des fils, sort par les autres ou par la lame. On voit alors des anneaux se produire en face des anodes d'abord, puis des cathodes. Ces anneaux progressent vite au début, puis lentement et se fixent bientôt.

Leur forme définitive est régie par la loi suivante énoncée par M. Guébbard :

« Lorsqu'on place à une petite distance d'une feuille horizontale

(1) Voici ce tableau (*loc. cit.*) :

Temps	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
I	1	1,165	1,29	1,40	1,48	1,54	1,59	1,63	1,66	1,685	1,71

(2) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 18 décembre 1908.

(3) On trouvera une bibliographie complète de la question dans le *J. de Phys.*, 1882, p. 205 et suiv.

de métal, exactement limitée aux parois perpendiculaires d'une auge électrolytique, un système cylindrique quelconque d'électrodes verticales, les anneaux colorés qui prennent naissance figurent, avec une très grande approximation, le système de lignes équipotentiellles que donnerait l'application de ces électrodes sur un plan conducteur de même contour que la feuille. » Quant au mécanisme de leur formation, M. Guébard ne l'attribue pas à une électrolyse continuelle, étant donnée la brièveté de leur production, et, malgré une critique de M. Mach montrant, d'une façon sommaire, il est vrai, quelle est leur véritable origine, il croit que celle-ci n'est pas expliquée et souhaite à ce sujet de nouvelles expériences.

Les recherches suivantes répondent à la question qu'il a posée (1).

A. — CONDITIONS DE FORMATION DES ANNEAUX DE NOBILI.

De nombreuses expériences qualitatives : lame de platine, aiguille d'acier, goutte de mercure dans l'eau acidulée, cuivre, laiton, mercure dans une solution de sulfate de cuivre montrent qu'une masse conductrice immergée dans un électrolyte dérive une partie du courant qui traverse celui-ci.

Des mesures de résistance le prouvent aussi : Une cuve rectangulaire dont le fond a 10×17 centimètres renferme une solution de SO_4Cu à 100 grammes par litre sur une hauteur de $3^{\text{cm}},7$. Sa résistance est alors de $26^{\omega},1$. Cette résistance diminue de 7^{ω} , $2^{\omega},75$, 1^{ω} , lorsqu'on immerge au milieu du liquide une électrode parasite de cuivre verticale, normale aux électrodes de 10,6, ou 4 centimètres de longueur.

L'étude de la déformation des surfaces équipotentiellles causée par l'immersion de lames parasites en est enfin une preuve indéniable. Le fait à élucider étant général, on se placera dans le cas le plus simple : flux électrique primitif uniforme, lames parasites verticales, normales aux électrodes.

PREMIER CAS. — *Lame de cuivre dans une solution de SO_4Cu à 100 grammes par litre.*

La cuve rectangulaire avait comme dimensions horizontales 10 et 17 centimètres. Une seule lame de 10 centimètres était d'abord mise au milieu de la cuve, puis sur le côté, puis deux lames sur les deux

(1) Recherches faites au laboratoire du lycée de Poitiers (1897-1898).

côtés, et la forme des équipotentiellles a été relevée en reproduisant mécaniquement le chemin d'un fil mobile en équilibre électrique avec un point extérieur à potentiel variable bien connu.

J'ai tracé dans chaque cas une dizaine d'équipotentiellles, chacune étant déterminée par uné vingtaine de points, et de leur forme il résulte que les lames parasites sont traversées par une fraction du flux électrique.

Cette fraction peut être déterminée. Il suffit pour cela de couper la lame parasite en deux moitiés, un bon contact étant ménagé entre elles. L'expérience apprend que l'ensemble déforme les équipotentiellles comme une lame unique. Le rapport des masses de métal déposées sur la moitié qui se cuivre et sur la cathode de la cuve fournit le rapport cherché.

Résultats :

Longueur de la lame parasite	Masse de Cu sur la lame parasite	Masse de Cu sur la cathode	Rapport	Durée de l'expérience	I extérieur
9 ^{cm} ,75	81 ^{mg}	120 ^{mg}	0,675	1 ^h 4 ^m	0 ^{amp} ,1
7 ^{cm} ,5	213 ^{mg}	397 ^{mg}	0,53	3 ^h 48 ^m	0 ^{amp} ,088
7 ^{cm} ,5	38 ^{mg}	72 ^{mg}	0,53	1 ^h	0 ^{amp} ,064
3 ^{cm} ,75	83 ^{mg}	271 ^{mg}	0,195	3 ^h 8 ^m	0 ^{amp} ,076

La formule : flux dérivé à la seconde = $I (0,084l - 0,0017l^2)$ résume les résultats précédents.

En déplaçant contre la lame et extrêmement près de celle-ci un fil fin isolé jusqu'à son extrémité, on peut déterminer le voltage entre les équipotentiellles passant aux divers points du conducteur parasite. Pour une lame de 8^{cm},5 de longueur placée contre la paroi de la cuve précédente, le courant extérieur valant 0^{amp},045, ce voltage égale 0^{volt},183 pour les équipotentiellles extrêmes. Il est dû à ce fait que la concentration en SO⁴Cu va en décroissant du bord d'entrée au bord de sortie.

DEUXIÈME CAS. — *Lame d'argent dans le même bain.* — Lame de 8 centimètres de longueur 1/5 de millimètre d'épaisseur, vernie sur une face. Elle est placée sur le côté de la cuve.

Le courant passe pendant une demi-heure avant que le réseau d'équipotentiellles soit étudié. On constate une déformation de celles-ci, moindre que dans le premier cas. Dans la région centrale les équipotentiellles sont normales à la lame. Ce détail est confirmé par ce fait que la lame est cuivrée sur 2 centimètres seulement (I extérieur 0^{amp},036), 14 millimètres de cuivre ordinaire suivi de bandes irisées.

Le voltage entre les équipotentiellles passant sur le bord de la région non cuivrée et au point symétrique de la seconde moitié égale $\frac{1}{5}$ de volt à très peu près. Il semble donc que ce soit là le minimum de force électromotrice dont on doit disposer pour commencer visiblement l'électrolyse du sulfate de cuivre avec deux électrodes d'argent.

TROISIÈME CAS. — *Lame de laiton dans le mélange de Nobili.* — Le laiton a été choisi parce qu'il donne des couleurs dans des conditions où les autres conducteurs n'en donnent pas. Je n'ai pu déterminer la forme des équipotentiellles dans ce cas, mais en faisant varier les facteurs influant sur le résultat : intensité du courant, longueur des lames de laiton, concentrations de l'électrolyte, on observe des phénomènes qui doivent être explicables par les particularités de l'électrolyse du mélange de Nobili, si la même cause que celle des cas (1) et (2) existe ici.

Or voici les particularités présentées par cette électrolyse.

A l'anode le laiton s'altère, se réduit à Zn^2Cu visible au microscope et se recouvre en même temps de lames minces de minium, puis de minium en masse; à la cathode, le dépôt varie d'aspect avec la densité du courant.

Exemple : Solution contenant 10 grammes d'acétate de cuivre et 20 grammes d'acétate de plomb par litre.

Densité de courant	Dépôts
0,0012.....	Cuivre clair brillant.
0,0014.....	—
0,0016 }	{ 1. Dépôt brun rouge. 2. — cuivre clair. 3. — brun rouge devenant bleu indigo à l'air. 4. Un peu plus clair ne colorant pas.
0,0018 }	
0,0022.....	
0,0048.....	—

Observation importante : les dépôts différents du premier sont toujours précédés, pendant une courte période, des dépôts caractéristiques des densités inférieures; on retrouve du cuivre sous les derniers.

Cela étant, les particularités suivantes observées dans le troisième cas s'expliquent.

1° Des bandes colorées se meuvent des bords de la lame de laiton vers le milieu; elles prennent naissance d'abord du côté où le flux

dérivé sort ; leur marche est rapide au début, puis lente, et elles se fixent bientôt.

A la sortie du flux, en effet, une lame mince de minium d'épaisseur α , d'une certaine couleur, se forme très vite au bord extrême ; elle disparaît, puisque son épaisseur croît, et apparaît ensuite à côté, puisqu'il y faut plus de temps pour produire le même effet électrolytique, etc. Cette couleur avance donc vers le milieu. Elle se fixe en route parce que l'équipotentielle qui passe en ce point par suite de la polarisation graduelle, est devenue normale à la lame.

A l'entrée du flux, au bord extrême où la densité est la plus grande, le premier dépôt coloré brun rouge se forme après un dépôt général de cuivre ; il disparaît ensuite parce qu'il est recouvert par les dépôts suivants ; un peu plus loin ce dépôt se forme ensuite pour disparaître de même, etc., et enfin il est le dépôt définitif dans la région où, après s'être mù, il a l'air de se fixer ;

2° Si on fait croître l'intensité du courant extérieur, les dépôts métalliques définitifs se compliquent, et la marche des bandes colorées devient plus rapide et plus longue.

Cela s'explique, puisqu'on fait ainsi croître la densité aux divers points de la lame parasite ;

3° Si, dans une cuve donnée, on immerge des lames de laiton de 1, 2, 4, 7 centimètres, on observe que du cuivre seul se dépose sur les premières, des alliages colorés sur la dernière, l'électromoteur restant le même dans les quatre cas.

Les expériences précédemment citées expliquent cela ;

4° Si on met en série deux cuves, l'une contenant une solution riche en sel de plomb, l'autre riche en sel de cuivre, on obtient avec la première des bandes colorées que la seconde ne fournit pas.

Cela doit être, puisque le dépôt caractéristique d'une densité de courant donnée contient du plomb dans le premier cas et peut ne pas en contenir dans le deuxième.

Les conditions de formation des bandes colorées observées sont donc expliquées, et par généralisation le mécanisme de production des anneaux de Nobili est élucidé.

B. — LOI DE FORME DE M. GUÉBHARD.

Les lignes dont l'ensemble forme les figures de Nobili sont donc des lignes d'égalité du flux dérivé. Pour qu'elles coïncident

avec les lignes équipotentiellles que donnerait l'application directe des électrodes sur la plaque, il faut que les deux lois de variation aient la même expression.

Le potentiel et la densité du flux dérivé s'obtenant, dans le cas de n pôles, par la superposition de n densités ou potentiels partiels, il suffit de rechercher si cette identité existe dans le cas d'un seul pôle.

Pour réaliser ce cas le plus simplement possible, on peut dresser sur une lame de cuivre argentée de dimension 13×18 centimètres, une petite pointe de plomb. La lame étant couverte d'une solution d'acétate de cuivre (1), il se forme autour du plomb un cercle de cuivre, dont le rayon croît avec le temps. Ce cercle est bordé de couronnes irisées terminées par un liseré brun. La quantité d'électricité nécessaire pour produire ce dernier dépôt sur une surface σ est déterminée. La densité du flux en un point de la grande lame est donc en raison inverse du temps nécessaire pour que la couronne brune y arrive.

Voici les résultats moyens de deux séries de mesures :

Temps	30 sec.	60 sec.	90 sec.	120 sec.	150 sec.	180 sec.	1 heure 1/4	3 heures
Diamètres.	19 ^{mm}	25 ^{mm}	30 ^{mm}	34 ^{mm}	35 ^{mm} 1/2	36 ^{mm} 1/2	65 ^{mm}	75 ^{mm}

Si la densité du flux est liée à la distance ρ à la pointe par la relation $d = a - b \log \rho$, comme le potentiel, on doit avoir, en appelant t, t', t'' les époques d'apparition du liseré brun aux distances ρ, ρ', ρ'' :

$$\frac{1 - \frac{t}{t'}}{1 - \frac{t}{t''}} = \frac{\log \frac{\rho'}{\rho}}{\log \frac{\rho''}{\rho}}$$

Si on calcule ces deux quantités pour les expériences 4, 5, 6, on trouve que chacune égale 0,6 ; les expériences 2, 4, 6, combinées, fournissent encore deux nombres à peu près égaux : 0,75 et 0,81 ; mais si on fait entrer en ligne de compte les expériences 7 et 8 en les adjoignant à l'expérience 6, on trouve 0,95 pour valeur du premier membre et 0,8 comme valeur du deuxième.

La coïncidence entre les deux lois n'est donc pas complète.

On peut s'en apercevoir autrement :

Si on fait débiter deux pointes identiques sur la même lame, les

(1) La solution avait 3 millimètres d'épaisseur. Dans ces conditions la lame d'argent *rectangulaire* est pratiquement indéfinie, puisque les dépôts sont limités par une circonférence.

courbes d'égal action doivent être des lemniscathes, puisqu'elles ont comme équation :

$$\log \rho + \log \rho' = C^{te} \quad \text{ou} \quad \rho\rho' = C^{te}.$$

Or des mesures faites sur des figures obtenues avec deux pointes de plomb dressées sur la lame montrent qu'il n'en est pas rigoureusement ainsi.

La loi de M. Guébard est donc voisine de la vérité, sans être absolument rigoureuse. J'ai pu vérifier son grand degré de probabilité en mettant dans le fond de la cuve rectangulaire utilisée précédemment, cuve contenant une lame électrode parasite verticale de cuivre, une surface de laiton de dimension 10×17 centimètres. — La cuve étant remplie du mélange de Nobili, on obtient finalement sur le fond de laiton des courbes dont la forme rappelle considérablement les lignes équipotentiellés observées quand ce fond n'existe pas. — La coïncidence est excellente pour les dépôts d'oxyde, moins bonne pour les dépôts métalliques. Mais, somme toute, il faut regarder d'un peu près pour s'en apercevoir.

PHOTOGRAPHIES COLORÉES (1) ;

Par M. G. DELVALEZ.

Principe. — On peut constituer un actinomètre avec des lames de laiton ; d'autre part, un courant passant dans un mélange d'acétates de cuivre et de plomb produit à l'anode des lames minces d'oxyde de plomb dont la couleur dépend du temps écoulé et de l'intensité du courant. Par suite, si différents points d'une lame unique de laiton surmontée de quelques millimètres du mélange de Nobili sont différemment éclairés, la lame se colorera en ces points, la couleur dépendant du temps et de l'éclairage du point.

Il en est bien ainsi, en effet.

Si on projette sur la lame de laiton l'ombre d'un corps opaque, ou, ce qui est mieux, si on place au-dessus d'elle à une petite distance

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 18 décembre 1908. — Expériences faites au laboratoire du lycée de Poitiers en 1900.

un négatif photographique et qu'on mette le tout au soleil, on obtient sur la plaque une silhouette multicolore de l'objet.

En expérimentant pendant cinq, dix, quinze, vingt minutes vers midi en juin, j'ai constaté que les blancs du négatif donnaient, après ces temps, les couleurs suivantes : jaune brun, lie de vin, bleu indigo, vert ; les noirs produisent d'abord du bleu violacé, qui pâlit ensuite beaucoup.

On améliore les résultats en projetant sur la plaque par un dispositif qu'on imagine aisément l'image réelle du négatif éclairé par le soleil. L'expérience se fait sans précaution, par exemple dans une salle de classe dont les volets sont tirés. L'image étant de surface cinq fois et demie plus petite que le négatif, il a fallu trente-cinq minutes de pose pour obtenir une photographie où les blancs donnent du vert. Les photographies ainsi obtenues sont très solides. Elle se conservent sans altération, depuis dix ans, dans des doubles de papier blanc.

On peut aussi projeter sur la plaque l'image d'un cercle chromatique transparent ou un spectre. Après une heure et demie de pose, celui-ci, dont la longueur égalait cent fois la largeur de la fente, ne donne qu'une impression uniforme bleue.

On peut se demander s'il est utile d'employer telle ou telle concentration plutôt que d'autres.

L'expérience apprend que, si on veut avoir des photographies multicolores, il faut utiliser des liqueurs relativement concentrées, riches en sel de plomb.

Ainsi : avec des concentrations en acétates de 2^{gr},2 par litre pour chacun d'eux, on obtient, après quinze minutes, une impression monochromatique bleue, simplement plus foncée sous les blancs que sous les noirs ; avec 5^{gr},5 d'acétate de plomb et 1^{gr},1 d'acétate de cuivre par litre, on a, au bout du même temps, des colorations rouge, bleue et verte. Une concentration plus forte de chacun des corps peut être aussi employée.

J'ajoute pour terminer que j'ai vainement cherché des métaux ou des liquides pouvant remplacer les substances précédentes.

OBSERVATIONS SUR LE TEMPS EMPLOYÉ PAR LES CORPS POUR SE DISSOUDRE⁽¹⁾;

Par M. GASTON GAILLARD.

. Les observations que nous avons faites sur le temps que la précipitation met à apparaître dans les solutions d'hyposulfite⁽²⁾ nous ont amené à nous demander s'il ne serait pas intéressant d'étudier au même point de vue la dissolution des corps.

Ces expériences présentent des difficultés assez sérieuses et de même ordre que les précédentes. Cependant, et bien que l'on trouve des écarts considérables dans les observations, par suite de la variation même des conditions et de l'approximation forcée des mesures de ce genre, nous avons cru que certains résultats valaient la peine d'être notés. Du reste nous n'avons entrepris cette étude et nous ne donnons les résultats suivants relatifs à cette nouvelle considération du temps, non pour en fixer pour le moment la valeur exacte, mais pour en montrer l'importance et l'intérêt.

On sait, en effet, que la dissolution dépend de nombreux facteurs, qui rendent par suite fort difficile toute observation de ce genre : solubilité propre, température, actions mécaniques qu'ont pu subir les cristaux, dimension des particules solides qui sont en équilibre avec la solution saturée. Comme l'avait théoriquement prévu M. Gibbs⁽³⁾, M. Ostwald, etc., a aussi montré, dans une discussion sur la non-identité des deux modifications rouge et jaune de l'oxyde de mercure, qu'il s'agissait d'une différence dans la solubilité due au degré de division de l'oxyde employé. D'après cet auteur, c'est pour la même raison que certains sels (tels que le chlorure mercurique, chlorure de plomb, azotate de baryte, oxalate de chaux) peuvent offrir des différences de solubilité allant jusqu'à 3 0/0, suivant l'état de leur pulvérisation. M. G.-A. Hullet⁽⁴⁾ a de même montré pour des solutions de gypse que la solubilité varie avec le diamètre moyen des particules solides.

Nous insistons d'autant plus particulièrement sur ces observations

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 3 juillet 1908.

(2) *Comptes rendus*, t. CXL, p. 652; 1905.

(3) *Zeitsch. f. phys. Chem.*, t. XXXIV, p. 495; 1900.

(4) *Zeitsch. f. phys. Chem.*, t. XXXVII, p. 385; 18 juin 1900.

que M. Ch. Marie⁽¹⁾, précisément au sujet de ces travaux, faisait remarquer « que ces curieux résultats montrent que, dans la détermination de la solubilité, intervient un facteur nouveau, qui est le temps nécessaire pour, partant d'une solution quelconque, arriver à cette solution normalement saturée, qui seule permet de définir la solubilité d'un corps en tant que constante physique. Ce temps pouvant être relativement considérable, il y a lieu de réviser, surtout pour les corps peu solubles, les solubilités déterminées jusqu'ici ».

D'autre part, M. Boyer-Guillon⁽²⁾ a fait voir, lorsqu'on porte une solution saturée de sulfate de chaux à une température supérieure à celle qui correspond à son degré de saturation, qu'une partie de sel se précipite, mais que la précipitation se continue à température constante : le sel se dépose progressivement, et ce n'est qu'au bout d'un temps plus ou moins long que le titre de la solution acquiert une valeur stable. MM. J. Schürr⁽³⁾, Brunner et St. Tolloczko⁽⁴⁾ ont étudié le mode d'attaque des cristaux et la vitesse de dissolution des sels ou des corps solides dans leurs dissolutions aqueuses. On voit par là la complexité de ces phénomènes, la difficulté de leur analyse et l'importance que prend la considération de la valeur propre du temps dans la mesure de l'action chimique.

De plus, cette nouvelle étude semble être beaucoup moins simple que toutes celles faites précédemment, pour cette raison encore que la thermodynamique ne semble être là d'aucun secours immédiat, du moins telle qu'elle a été formulée jusqu'ici, et ne pouvoir fournir aucune solution directe des problèmes dans lesquels entre le temps.

Sans doute, dans les observations que nous avons faites, soit sur l'apparition de la précipitation, soit sur le temps que mettent les corps à se dissoudre et de la manière dont il est possible de les effectuer, les phénomènes n'ont pu être suivis entièrement, et il est certain que ceux que nous avons observés doivent être précédés d'actions préliminaires ou donner naissance à des transformations consécutives, mais ces observations succinctes permettent du moins de poser le problème de la façon dont nous le voyons, quitte à étudier ensuite les phases intermédiaires de ces transformations par rapport au temps.

(1) *Revue des Sciences appliquées*, 15 août 1901.

(2) *Étude sur la solubilité du sulfate de chaux* (*Ann. du Conservatoire*, t. II, p. 186; 1900).

(3) *Journal de Chimie physique*, t. II p. 244; 1904.

(4) *Ib.*, t. III, p. 625; 1905.

Nous n'envisagerons du reste pas ici la nature intime de la dissolution, et nous n'essaierons point de la différencier de la combinaison ou de l'y assimiler. Du reste, la dissolution ne saurait sans doute être entièrement séparée des phénomènes chimiques, car souvent le phénomène de la dissolution est précédé d'une combinaison que le corps solide contracte avec le solvant, comme, dans les hydrates d'oxydes, les combinaisons d'eau de certains sels, en sorte que ce n'est plus à proprement parler le corps employé qui se dissout, mais la combinaison formée primitivement avec le dissolvant. Dans ces expériences, nous avons envisagé le temps d'une façon toute directe, comme pour la précipitation, et nous nous sommes proposé de voir quels temps divers sels, pris sous leur forme habituelle, emploient pour se dissoudre dans les mêmes conditions. D'une façon générale, nous avons jeté des poids donnés de divers sels dans des quantités déterminées de dissolvant à une température connue. La diffusion était rendue la plus active possible et maintenue constante par un agitateur mû par une turbine réglée à une certaine vitesse, et l'on a compté les temps jusqu'à la disparition entière du sel.

Mais ces expériences, même pour les cas les plus simples, se trouvent tout de suite limitées à des corps dont la dissolution s'opère sans une grande absorption ou un fort dégagement de chaleur, car, ainsi qu'il est facile de s'en rendre compte, pour des quantités suffisantes et demandant par suite un temps appréciable, la modification totale de la température par la réaction elle-même influe sur sa propre marche et introduit dans le phénomène une complexité dont il serait difficile de tenir de suite exactement compte. En outre, il ne faut pas oublier que ces expériences ne peuvent valoir comparativement que par séries, pour des sels dont les cristaux sont de grosseur égale et pour une égale diffusion mécanique, car, pour un même sel, les écarts observés peuvent atteindre une valeur considérable selon la grosseur des cristaux, et la vitesse de l'agitation.

I. Le temps employé augmente de la façon suivante avec la quantité de sel mise à dissoudre, le rapport de la durée à la concentration obtenue dans les limites de nos expériences étant sensiblement constant pour s'élever ensuite.

Poids pour 2 000 ^{gr}	S ² O ₃ Na ²						SO ₄ Na ²				SO ₄ Fe, t = 16			Sucre cristallisé t = 15			
	sous forme de semoule			gros cristaux			petits cristaux t = 15,5		gros cristaux t = 17								
	m	s	m s	m	s	m s	m	s	m	m	m	m	s	m s.	m s		
50	1 50	à	2						7	à	8				2 30	à	2 45
100	2 15	à	2 25	4 15			3 30	à	4	9		11	à	11 30	2 45	à	3
200	2 35	à	2 45	5 40	à	6	7 30	à	8	12		13			3 15	à	3 30
300	3 20	à	3 30	7 30	à	8	14	à	16			14 30			4		
400	3 40	à	3 50	9 15								17	à	18	4 30	à	4 45
500	4 10														5 15	à	5 30
600				12 30													
700																	
800				18													
900																	
1 000				22	à	22 30											

II. a) Si l'on ajoute successivement une même quantité d'un corps à dissoudre aussitôt que la quantité précédemment introduite a disparu, ou à des quantités de plus en plus grandes de sel une fois dissous, on voit que, pour des concentrations croissantes, un même poids met successivement les temps suivants à se dissoudre, mais il est difficile de comparer ces temps aux différences entre la concentration finale et la concentration correspondant à la saturation, par suite de la difficulté de l'expérience quand on approche de la saturation.

Poids	NaCl t = 18°		Sucre t = 20°		Sucre								
	gr.	m s	m s	m s	m s	Poids	t = 12°	On a ajouté 100 gr.					
100	1 30	à	1 45	2 40	à	2 50	100	3 30	à	3 45	3 45		
100	2			3			200	4 30			3 45	à	4
100	2 10			3 10	à	3 15	300	5 45	à	6	4		
100	3	à	3 30	3 35			400	9	à	9 15	4 30		
100	5	à	5 15	3 50	à	4	500	12			6 30		
100	7 30	à	8	4 45									
100				5 15	à	5 25							
100				6 30									
100				7 40									

b) Si à une quantité déterminée mise à dissoudre on ajoute successivement, au bout de temps connus et avant que cette première quantité ait disparu, une même quantité du même corps, la dissolution se fait comme l'indiquent les observations suivantes :

Sucre cristallisé ($t = 17^{\circ}$)

Poids dissous gr.	On a mis 100 grammes à dissoudre						Temps employé quand on met en une fois la somme des poids m s m
	près 1 minute		après 2 minutes		après 3 minutes		
	m	s	m	s	m	s	
200	4	30					3 45 à 4
200			5	35 à 45			4 45 à 7
200					6	30 à 45	5 20 à 5 45

III. Sans rapporter toutes les expériences que nous avons faites avec divers sels et pour lesquels il est difficile de donner des résultats comparatifs, à cause des modes différents de cristallisation qu'ils revêtent, il est intéressant de remarquer, que, malgré cette dissemblance de forme, pour certains d'entre eux, il se manifeste des relations avec la nature de leur acide ou le poids de leur métal. Si l'on pulvérise les cristaux, la dissolution se fait d'une façon beaucoup plus rapide; mais il subsiste entre les sels des différences comparables en partie à celles que l'on observe en opérant sur les cristaux mêmes. Toutefois le plus souvent de semblables relations n'apparaissent pas ou semblent masquées par d'autres facteurs et plus spécialement par la dureté des cristaux.

		Solubilité à 20°	$t = 15^{\circ}$
100 gr./2 000 cm ³	azotate d'ammonium....		1 ^m ,20
—	— de sodium.....	88	2 ^m 20 ^s à 2 ^m 50 ^s
—	— de potassium....	31	6 ^m 25 ^s
—	— de calcium.....	9½	3 ^m 50 ^s
—	— de strontium....	71	5 ^m 45 ^s à 7 ^m
50 gr./2 000 cm ³	— de baryum.....	9,2	16 ^m à 17 ^m
100 gr./2 000 cm ³	— de plomb.....	56	5 ^m 30 ^s à 6 ^m 30 ^s
		Cristallisé	Pulvérisé
		$t^{\circ} = 16$	$t^{\circ} = 18$
200 gr./2 000 cm ³	hyposulfite d'ammoniaque.....	40 ^s	15 ^s à 20 ^s
—	— de soude (semoule).	2 ^m	45 ^s à 1 ^m
—	— de potasse.....	2 ^m 50 ^s à 3 ^m	40 ^s à 50 ^s
—	— de strontium.....	5 ^m à 7 ^m	2 ^m
		$t^{\circ} = 21$	$t^{\circ} = 19$
200 gr./2 000 cm ³	hyposulfite de soude gros cristaux.....	3 ^m à 3 ^m 35 ^s	45 ^s à 1 ^m
200 gr./2 000 cm ³	sulfate de soude gros cristaux..	15 ^m à 16 ^m	6 ^m à 7 ^m
—	sulfate — — ..	18 ^m à 20 ^m	6 ^m à 6 ^m 30 ^s

IV. La valeur de la solubilité semble nécessairement intervenir dans la valeur du temps employé par la dissolution, comme il est facile de s'en rendre compte dans quelques-unes de ces expériences, et, pour certains cas, en faisant varier la température, on voit que

la courbe des inverses des temps a une allure comparable à celle de la solubilité ; mais il est à remarquer que des sels ayant des coefficients de solubilité voisins peuvent employer des temps notablement différents à se dissoudre et qu'il n'est pas possible, d'après la valeur de la solubilité, de tirer directement celle du temps employé par la dissolution.

	200 gr./1 000 cm ³			100 gr./2 000 cm ³	
	S ² O ₃ Na ²	NaCl		Sucre	
	Temps	Solubilité	Temps	Solubilité	Temps
15°	2 ^m 45 ^s		2 ^m 45 ^s	66,4	2 ^m 45 à 3 ^m
20	»	36		67	2 ^m 15 ^s à 2 ^m 30 ^s
30	»	36,3		69,8	1 ^m 45 ^s à 2 ^m
40	1 ^m 40 ^s	36,6	1 ^m 45 ^s à 2 ^m	75,8	50 ^s à 1 ^m
50		37	1 ^m 40 ^s	82,7	40 ^s à 50 ^s
60	34 ^s à 45 ^s	37,2	1 ^m 25 ^s		30 ^s à 40 ^s
70		37,9	1 ^m 15 ^s		
80	15 ^s à 18 ^s	38,2	1 ^m		

Chromate de potassium 200 gr./2 000 cm³

Température	Jaune		Rouge	
	Solubilité		Solubilité	
20	63	3 ^m à 3 ^m 15 ^s	12,4	2 ^h 30 ^m à 3 ^h
40	67	1 ^m 45 ^s à 2 ^m	26	20 ^m
60	71	1 ^m 30 ^s	45	4 ^m à 4 ^m 20 ^s
80	75	50 ^s à 1 ^m	69	1 ^m 30 ^s à 2 ^m

La variation du temps avec la température ne suit pas toujours celle de la solubilité, comme cela est à remarquer plus spécialement avec le sulfate de soude ou celui de chaux.

Sulfate de soude

Poids pour 2 000 cm ³	Température				
	15°	30°	50°	60°	70°
100	8 ^m à 10 ^m	1 ^m 15 ^s à 30 ^s	30 ^s	25 ^s	10 ^s
200	10 ^m à 12 ^m	1 ^m 30 ^s à 45 ^s	50 ^s à 1 ^m 10 ^s	25 ^s à 30 ^s	12 ^s à 15 ^s
300					30 ^s
400					40 ^s à 45 ^s
500					45 ^s à 1 ^m

Sulfate de calcium

Température	Solubilité 0/0	2 gr./2 000
20	0,206	25 ^m environ
40	0,214	12 ^m —
60	0,208	5 ^m
80	0,195	3 ^m 30 à 4 ^m

V. Pour quelques mélanges de sels sur lesquels nous avons opéré (sulfate et chromate de potassium, azotates de potassium et d'ammonium, chlorure de sodium et azotate de potassium), le temps paraît varier dans le sens de la modification de la solubilité, mais les variations sont peu sensibles.

VI. On ne peut pas rigoureusement comparer les temps employés par un sel anhydre et un sel cristallisé parce que, d'une part, le sel pulvérisé est, dans beaucoup de cas, difficilement réduit en poudre et se présente en somme sous forme de cristaux plus petits ou brisés et que, d'autre part, le sel anhydre s'agglomère au moment de la dissolution.

	t°	Anhydre		Cristallisé		Pulvérisé
		Solubilité à 20°	Temps	Solubilité à 20°	Temps	
200 gr./2 000 cm ³ :						
Carbonate de soude..	19°	26	2 ^m 30 ^s à 3 ^m	93	8 ^m	2 ^m 15 ^s
Hyposulfite de soude.	18	69	1 ^m 15 ^s		2 ^m 45 à 3 ^m	50 ^s à 1 ^m
Sulfate de zinc.....	25	53	1 ^m 30 ^s	161	50 ^s à 1 ^m	
Sulfate de cuivre....	20	23	4 ^m à 5 ^m	42,3	15 ^m à 20 ^m	4 ^m

Ces expériences nous montrent donc, ainsi que nous l'avons vu pour la précipitation, qu'il est également intéressant pour la dissolution de tenir compte de la valeur propre du temps employé, de chercher à déterminer cette valeur d'une façon précise et de la dégager de l'action des autres facteurs qui interviennent et qui la masquent.

En résumé, on voit que si le temps considéré est, pour certains sels et dans certaines conditions, en relation avec la solubilité, il ne correspond pas directement et d'une façon exacte à la valeur respective de ces différentes solubilités, et que cette solubilité ne permet pas d'obtenir à elle seule le temps que le corps met à se dissoudre; que, si le temps de dissolution dépend des propriétés du sel, il semble aussi en relation avec les caractères du métal ou de l'acide; qu'avec l'élévation de la température la variation du temps peut ne pas se faire suivant la même loi que celle de la solubilité; enfin qu'il y a lieu de tenir compte des quantités mises en présence et de la manière dont elles sont introduites. Mais pour ces expériences, de même que pour celles sur la précipitation, il est difficile d'inférer rigoureusement, d'après ce qui se passe dans toute la masse, de l'économie interne du phénomène. Du reste, lorsqu'on met en présence un poids de sel dans un dissolvant, il s'écoule un moment plus ou moins long durant lequel il semble ne se rien produire ou seu-

lement se dissoudre une quantité très petite du corps, puis cette quantité va en augmentant assez rapidement ; la plus grande partie du sel disparaît alors, semble même quelquefois le faire d'un seul coup, et il ne reste que quelques cristaux qui se dissolvent de plus en plus lentement et sont parfois très longs à disparaître. C'est pourquoi, ainsi que nous avons dit que nous nous le proposons, il y aurait lieu, au bout de temps successifs de plus en plus grands et en recommençant chaque fois l'expérience tout entière, de déterminer la quantité de sel dissous à chaque instant ou, à l'aide d'une méthode indirecte, d'étudier la variation de la saturation.

Mais là encore il ne faut pas oublier que nous n'observons en somme que des phénomènes qui se présentent comme des totaux, des sommes plus ou moins complexes d'actions et de réactions, et nous ne pouvons en inférer qu'ils se produisent de la même manière, dans les dernières particules des corps ou du moins dans celles en lesquelles nous les réduisons, et déterminer ainsi rigoureusement ce qui a lieu en dehors des conditions de masse, de grandeur, où ils se présentent pour nous. Du reste, comme l'avait déjà reconnu Thénard (1), « il faut avouer que la nécessité de tenir compte de toutes les forces autres que l'affinité et qui peuvent accélérer ou retarder l'action des corps, rend presque toujours la solution du problème très délicate et même assez souvent impossible ». Néanmoins, il reste curieux de voir si cette valeur du temps ne serait point précisément fondamentale pour chaque corps. Dans ce cas, il ne s'agit plus de considérer la vitesse de réaction, c'est-à-dire le rapport de la masse transformée au temps, rapport dû aux valeurs combinées des différentes énergies des éléments en réaction et des nombreux facteurs qui interviennent, mais d'examiner l'accélération respective de chaque corps et dont doit dépendre ce rapport. Il semble que l'on pourrait ainsi dégager pour chaque élément la notion d'une sorte de *chimiochronicité*, et que l'étude de la valeur propre du temps employé par chaque élément dans ses combinaisons permettrait sans doute de se rendre plus exactement compte des forces qui entrent en jeu dans toute action chimique et d'en mieux déterminer l'économie. Ainsi que le disait si justement Sainte-Claire Deville : « Comme on ne peut communiquer à un corps qu'une

(1) THÉNARD, *Traité de Chimie élémentaire*, t. I, p. 14.

vitesse finie, de même la combinaison exigera toujours, pour se produire, un temps plus ou moins long, mais toujours fini.»

Du reste, cette considération du temps dans les phénomènes est aujourd'hui envisagée à beaucoup de points de vue et a attiré l'attention de beaucoup d'expérimentateurs, et plus récemment, c'est ainsi que la variation de ce qu'on a appelé la *constante de temps*, c'est-à-dire la rapidité avec laquelle varie la radioactivité, a pu être employée pour se rendre compte si l'on avait à faire à des corps différents. Les mêmes phénomènes radioactifs et d'activation ont, en outre, par des considérations de vitesse, conduit à discuter la constance de la masse dans la conception électro-magnétique de la matière, et, à un autre point de vue, celui-là même de la constitution et de la stabilité des éléments, ont amené encore à envisager le temps.

PHÉNOMÈNES DE STRICTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE;

Par M. PAUL BARY.

L'expérience et le calcul montrent que le passage d'un courant dans un conducteur fluide produit dans ce conducteur une pression variable, maximum sur son axe, où la valeur peut devenir considérable lorsque les densités de courant sont grandes. Il résulte de ces différences de pression des mouvements dans la masse du conducteur, dont l'importance croît avec la fluidité du corps dont il est formé.

Ces phénomènes sont produits par ce que nous avons nommé la *striction électromagnétique*, qui est un mode de transformation directe de l'énergie électrique en énergie mécanique.

Sans revenir sur les expériences déjà publiées en détail ⁽¹⁾, nous voudrions examiner dans cet article la façon dont se manifeste la striction dans le cas le plus simple, où le conducteur est un liquide métallique, et nous tâcherons d'en tirer quelques conclusions pour le cas où le conducteur est gazeux.

(1) La *pulvérisation électrique des métaux* (Industrie électrique du 25 avril 1901); *Actions mécaniques du courant dans les conducteurs électriques* (Eclairage électrique, 13 avril 1907); *Sur les effets de la striction électromagnétique dans les tubes à vide* (Le Radium, octobre 1907).

Egalement : NORTHROP, *Physical Review*, vol. XXII, p. 6; juin 1907.

I. *Conducteurs liquides. — Régime permanent.* — Lorsqu'un courant continu traverse un conducteur formé par du mercure ou de l'étain fondu, il s'établit un mouvement du liquide qu'on observe facilement par le déplacement des crasses qui se trouvent à la surface, et qui dure autant que le courant; au contraire, dès qu'on interrompt le courant, les mouvements diminuent rapidement et s'arrêtent.

On établit très simplement que la pression p sur l'axe d'un conducteur supposé cylindrique est donnée par la relation :

$$(1) \quad p = \frac{I^2}{S},$$

où I est l'intensité du courant et S la section droite du conducteur; or, si le conducteur est assez long par rapport à son diamètre, la vitesse de déplacement du liquide v est proportionnelle à la valeur de p et à l'inverse du coefficient de frottement intérieur du liquide η :

$$(2) \quad v = \frac{ap}{\eta} = \frac{a}{\eta} \frac{I^2}{S}.$$

On peut dire que, lorsque le courant traverse le conducteur, la puissance dépensée w se compose de deux termes :

1° L'échauffement de Joule ;

2° L'énergie nécessaire à entretenir le mouvement du liquide, qui est égale à celle perdue en frottements intérieurs. On a donc :

$$(3) \quad W = RI^2 + w.$$

En dehors d'un coefficient qui tient compte des dimensions du conducteur, le terme w est fonction de l'intensité du courant et de la fluidité du liquide; on a, en effet, pour la puissance absorbée en frottements :

$$w = Kv^2\eta;$$

en remplaçant v par sa valeur donnée en (2) :

$$w = \frac{Ka^2}{\eta S^2} I^4,$$

et en posant :

$$A = \frac{Ka^2}{S^2},$$

$$w = \frac{AI^4}{\eta}.$$

On voit, d'après cette formule, ainsi qu'il est évident, que w devient nul lorsque η est infini, c'est-à-dire quand le corps est solide.

En divisant l'équation (3) par I et en remplaçant w par sa valeur, on a la différence de potentiel e aux bornes du conducteur :

$$e = RI + \frac{A}{\eta} I^3.$$

La force électromotrice e_1 créée par le déplacement du liquide est proportionnelle à la fluidité et au cube de l'intensité.

La détermination de la constante A par le calcul ne pourrait se faire qu'à la condition qu'on connût exactement la façon dont s'opère les déplacements du liquide dans la masse.

II. *Conducteurs liquides; courants variables.* — Lorsque, dans un liquide conducteur au repos, on établit progressivement un courant, une partie de l'énergie dépensée est employée à mettre le liquide en mouvement, cette énergie se trouve transformée partie en chaleur par frottement, comme nous l'avons vu plus haut, et partie en force vive du liquide.

En appelant m la masse du conducteur, et v sa vitesse moyenne, l'énergie cédée à chaque instant dt en force vive est :

$$d\left(\frac{1}{2}mv^2\right) = mvdv;$$

en remplaçant v par sa valeur donnée en (2), on obtient l'expression du travail dT que le courant fournit ainsi :

$$dT = \frac{2a^2m}{\eta^2S^2} i^3 di.$$

Pour un conducteur de forme donnée, la masse m est proportionnelle à la densité d du corps, et on peut poser :

$$\frac{2a^2m}{S^2} = Bd,$$

d'où

$$dT = e_2 i dt = \frac{Bd}{\eta^2} i^3 di,$$

e_2 étant la force électromotrice qui représente l'énergie transformée en force vive. On en tire :

$$e_2 = \frac{Bd}{\eta^2} i^2 \frac{di}{dt}.$$

Si l'on voulait comparer cette force électromotrice à celle de self-induction qui prend naissance simultanément dans le conducteur, on pourrait appeler le terme $\frac{Bd}{\eta^2} i^2$ *coefficient de striction* et remarquer que, de même que le coefficient de self dans les circuits contenant du fer, sa valeur est fonction de l'intensité du courant; mais alors que le coefficient de self-induction décroît quand l'intensité augmente, le coefficient de striction croît proportionnellement au carré de cette intensité.

Dans le cas assez fréquent, où les vitesses de déplacement du liquide ne sont pas très grandes et où le frottement intérieur est suffisant pour que les effets d'inertie soient négligeables, on écrira l'équation générale d'un courant variable traversant un conducteur liquide sous la forme :

$$(4) \quad e = Ri + \frac{A}{\eta} i^2 + \frac{Bd}{\eta^2} i^2 \frac{di}{dt},$$

en supposant un circuit sans self-induction ni capacité; s'il y avait une self-induction et une capacité, on en tiendrait compte à la manière habituelle.

III. *Effets d'inertie.* — *Interrupteur Wehnelt* (1). — L'expérience montre que les effets d'inertie non seulement ne sont pas toujours négligeables, comme nous l'avons admis plus haut, mais peuvent prendre une très grande importance.

Lorsque les intensités employées sont relativement grandes et que le liquide conducteur a une surface libre en contact avec l'atmosphère, la striction se traduit par une diminution de la section, diminution qui peut aller jusqu'à l'étranglement complet du conducteur et, par conséquent, la rupture du courant.

Si la résistance est assez grande pour que la variation de section en un point du conducteur n'ait que peu d'influence sur l'intensité, on voit que la pression $p = \frac{I^2}{S}$ croît d'autant plus vite que la section diminue; au moment de la rupture, la pression peut donc être très élevée et il y a projection brusque du liquide dans la direction de l'axe, à droite et à gauche de l'étranglement.

C'est sur ce phénomène qu'est basé l'interrupteur de Caldwell, qui est semblable à celui de Simon, mais où l'électrolyte est remplacé par du mercure.

(1) P. BARY, *l'Interrupteur de Wehnelt* (C. R., t. CXLVII, p. 570; 1908).

J. de Phys., 4^e série, t. VIII. (Mars 1909.)

On conçoit que si la pression qui tend à refouler le liquide de chaque côté de la cloison agit trop vite pour que ce liquide soit au fur et à mesure remplacé par d'autres, il se forme dans l'orifice une chambre de vapeur, et il y a interruption du courant avec étincelle.

En appelant H la pression extérieure du liquide au niveau de l'orifice et P la tension de vapeur à la température de l'expérience, on peut poser, pour la valeur du courant I qui produit l'interruption :

$$(5) \quad I = \frac{\pi d^2}{4a} \sqrt{H - P},$$

a étant une constante propre à l'appareil.

Or, dans le cas qui nous occupe, la self-induction est toujours très importante, et l'équation du courant dans le circuit est fournie par (4), auquel il faut ajouter le terme $L \frac{di}{dt}$.

D'autre part, la partie du circuit où s'opère la striction n'a qu'une faible longueur par rapport au circuit total, et on simplifiera le problème en admettant que, tant que le courant passe, la valeur de l'intensité est uniquement réglée par les conditions électriques du circuit.

Le temps nécessaire pour que le courant I atteigne sa valeur est donc donné par la relation ordinaire :

$$(6) \quad I = \frac{E}{R} \left(1 - e^{-\frac{Rt}{L}} \right).$$

Des relations (5) et (6) on peut tirer le temps t qui s'écoule entre l'établissement du courant et sa rupture :

$$(7) \quad t = \frac{R}{L} \mathcal{L} \frac{E}{E - AR \sqrt{H - P}} \quad (1).$$

Au moment de la rupture, le mercure est projeté à une certaine distance et est ensuite ramené en arrière dans la chambre de vapeurs ainsi formée; jusqu'au moment où le courant se rétablit à nouveau,

(1) Par suite d'une erreur matérielle, la même formule publiée aux *Comptes rendus* (t. CXLVII, p. 570 ; 1908) ne contient pas le radical sous lequel est placé le terme $(H - P)$.

il s'écoule donc encore un temps t' , qui est constant pour un appareil donné.

La fréquence N de l'interrupteur est donnée par :

$$N = \frac{1}{t + t'}$$

Pour établir la formule (7), nous n'avons parlé que de l'appareil à mercure; mais la formule obtenue s'applique également bien au cas de l'interrupteur Simon et même de Wehnelt, l'électrolyse ne jouant aucun rôle dans le premier et n'intervenant dans le Wehnelt que d'une façon probablement secondaire.

Dans cet exemple que nous avons choisi, on voit donc que les efforts exercés par la striction peuvent être facilement assez grands et surtout varier assez vite pour produire des effets analogues à ceux de la *cavitation* dans les hélices marines ou à la partie postérieure des pistons de pompes à eau, pendant l'aspiration, lorsqu'ils dépassent une certaine vitesse linéaire.

IV. *Conducteurs gazeux*. — Le problème dans les conducteurs gazeux est beaucoup plus complexe encore que les précédents. La faible densité des gaz, leur grande fluidité, surtout aux très basses pressions, leur compressibilité doivent les ranger, au point de vue qui nous intéresse, dans une classe tout à fait spéciale; enfin, en général, les courants qui traversent leur masse n'en occupent qu'une faible partie, et l'on a, dans la décharge électrique, des courants très intenses, de faible durée, et n'utilisant pour leur passage qu'une section très petite, dont on ne connaît pas la valeur.

Toutefois on retrouve, comme pour les liquides, les deux cas très différents que nous avons examinés plus haut.

1° Du courant constant;

2° Du courant interrompu.

Les deux seuls exemples de courant constant sont, sans doute, l'arc stable et l'effluve, et dès qu'on s'écarte des conditions limitées où il se produit, on a le courant interrompu qui donne l'arc chantant ou sifflant ou la décharge disruptive à la pression ordinaire ou aux basses pressions.

Nous avons montré par l'expérience (1) que l'arc chantant pouvait

(1) *Théorie de l'arc chantant* (*Industrie électrique*, 10 juin 1903; *Eclairage électrique*, 13 avril 1907).

être considéré comme un appareil où la rupture de la veine conductrice gazeuse se fait par striction dans un temps tel qu'il y a résonance avec la période propre du circuit électrique. On peut donc dire que l'arc, dans son fonctionnement périodique, se comporte comme un interrupteur de Wehnelt, et, lorsque la période de l'interrupteur n'est pas synchrone avec le circuit, on obtient l'arc sifflant ou ronflant.

Mais il n'est pas nécessaire de prendre l'arc dans ces cas extrêmes où il y a rupture de la veine, pour voir que la striction y intervient d'une façon importante ; la moindre variation d'intensité du courant augmente ou diminue la section de la veine conductrice et, si ces variations d'intensité sont produites par un microphone, l'arc reproduit la parole.

Nous n'avons pas les éléments qui nous permettraient d'établir une formule analogue à (3), dont nous pourrions déduire la valeur de la force contre-électromotrice de l'arc, en la supposant due à la striction seule ; on peut toutefois se proposer de calculer quelle vitesse l'air doit atteindre dans son court passage à l'état de conducteur pour emporter en force vive la puissance représentée par la force contre-électromotrice pour une intensité donnée.

Supposons un arc de 8 ampères et la section du conducteur gazeux au voisinage du cratère de 15 millimètres carrés, la force électromotrice étant de 40 volts ; on doit avoir :

$$\frac{1}{2} Sdv^3 = ei,$$

d étant le poids de 1 centimètre cube d'air que nous supposons égal à 0,001 :

$$v^3 = \frac{40 \times 8 \times 2 \times 10^7}{0,15 \times 0,001 \times 981},$$

d'où :

$$v = 3,5 \times 10^3 \text{ cm : sec.}$$

Il ne semble pas impossible que l'air à l'endroit de la plus forte striction atteigne une vitesse de 35 mètres par seconde ; il est, en tout cas, intéressant de constater que, dans le cas choisi, cette vitesse serait suffisante pour expliquer la force contre-électromotrice de l'arc.

SUR LE RENDEMENT LUMINEUX D'UN RADIATEUR INTÉGRAL;

Par M. CH.-V. DRYSDALE.

Cette question peut présenter quelque intérêt en ce moment où on recherche la possibilité d'employer des corps variés comme sources de lumière. Jusqu'à ces derniers temps cependant le carbone sous ses diverses formes a été employé presque exclusivement comme source radiante, et il est intéressant de rechercher comment ce corps, qui agit sensiblement comme un corps noir, se comporte au point de vue du rendement à des températures de plus en plus élevées.

Les formules connues du rayonnement permettent facilement de calculer ce rendement.

La mieux connue de ces formules, et la plus commode pour le calcul, est celle de Wien ⁽¹⁾ :

$$(1) \quad R_{\lambda} = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}},$$

dans laquelle λ est la longueur d'onde, T la température absolue, R_{λ} l'intensité de la radiation correspondant à la longueur d'onde λ , et C_1 et C_2 des constantes.

D'après Paschen et Wanner ⁽²⁾, la valeur de C_2 serait de 14 440, et d'après Lummer et Pringsheim ⁽³⁾ 14 700 quand λ est exprimé en microns et T en degrés centigrades.

La loi de Wien n'est pas tout à fait aussi exacte que celle de Max Planck ⁽⁴⁾ :

$$R_{\lambda} = C_1 \lambda^{-5} \left(e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right),$$

mais n'en diffère que de 1 0/0 quand λT est plus grand que $\frac{C_2}{4.6}$, soit environ 3 000. Elle peut par conséquent être employée pour le calcul.

L'énergie radiée entre deux longueurs d'onde est par conséquent :

$$(2) \quad \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_{\lambda} d\lambda = \frac{C_1}{C_2} T \left[e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \left(\frac{1}{\lambda_3} + \frac{3T}{C_2 \lambda_2} + \frac{6T^2}{C_2^2 \lambda} + \frac{6T^3}{C_2^3} \right) \right],$$

⁽¹⁾ *Berl. Ber.*, 9 février 1893.

⁽²⁾ *Berl. Akad. sitzungsberichte*, II, p. 5-11 (1899).

⁽³⁾ *Verb. d. deutsch. Phys. Ges.*, p. 23 (1899).

⁽⁴⁾ *Ann. der Phys.*, I (1900).

et la radiation totale

$$R = \int_0^{\infty} R_{\lambda} d\lambda = 6 \frac{C_1}{C_2^4} T^4.$$

correspondant à la loi de Stefan,

$$(3) \quad R = \sigma T^4,$$

dans laquelle

$$6 \frac{C_1}{C_2^4} = \sigma \quad \text{et} \quad C_1 = \frac{\sigma C_2^4}{6}.$$

Plusieurs déterminations de la constante σ ont été faites, mais celle de Kurlbaum (4) est généralement adoptée. Sa valeur est $5,32 \times 10^{-12}$ watts par centimètre carré.

Combinant cette constante avec celle de Lummer et Pringsheim qui donnent 14 700 pour C_2 , nous trouvons $C_1 = 41 400$.

Par différenciation logarithmique, nous trouvons :

$$\frac{1}{R_{\lambda}} \cdot \frac{R d\lambda}{d\lambda} = -\frac{5}{\lambda} + \frac{C_2}{\lambda^2 T},$$

qui nous donne la relation bien connue :

$$\lambda_{\max} T = \frac{C_2}{5}, \quad \text{ou} \quad \lambda_m = \frac{C_2}{5T},$$

où λ_m est la longueur d'onde correspondant au maximum de l'énergie dans le spectre (*dominant wave length*).

Ceci nous donne donc pour les calculs numériques les formules suivantes :

Radiation totale :

$$(4) \quad R = \int_0^{\infty} R_{\lambda} d\lambda = 5,32 \times 10^{-12} T^4 \frac{\text{watts}}{\text{cm}^2},$$

$$(5) \quad R_{\lambda} = 41 400 \lambda^{-5} e^{-\frac{14700}{\lambda T}},$$

$$(6) \quad \lambda_{\max} T = 2 940,$$

$$(7) \quad \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_{\lambda} d\lambda = 2,82 T \left[e^{-\frac{14700}{\lambda_1 T}} \left(\frac{1}{\lambda_3} + 2,04 \times 10^{-4} \frac{T}{\lambda^2} + 2,78 \times 10^{-8} \frac{T^2}{\lambda} + 1,89 \times 10^{-12} T^3 \right) \right].$$

(4) *Ann. Phys. Chem.*, LXV, 4, p. 746-748 (1898).

Pour obtenir le rendement en radiation lumineuse, il suffit de calculer les valeurs des dernières intégrales entre les limites du spectre, et à diviser par la radiation totale R ; nous obtiendrons le rendement lumineux :

$$(8) \quad \eta_R = 5,3 \times 10^{14} \left[e^{-\frac{14700}{\lambda T}} \left(\frac{1}{\lambda^3 T^3} + \frac{2,04 \times 10^{-4}}{\lambda^2 T^2} + \frac{2,78 \times 10^{-8}}{\lambda T} + 1,89 \times 10^{-12} \right) \right]$$

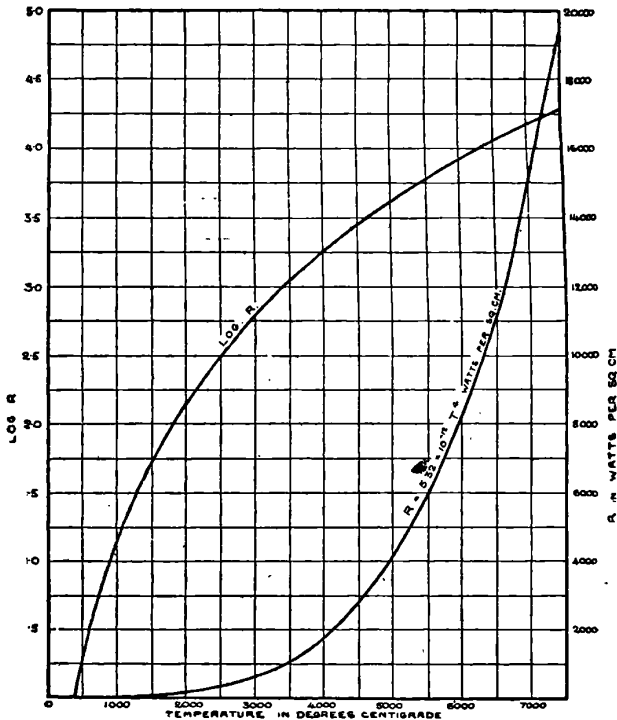


FIG. 1.

Les courbes ci-jointes ont été tracées par mon assistant, M. A.-F. Burgess, B. Sc. La *fig. 1* donne la relation entre la radiation totale en watts par centimètre carré et la température calculée par la formule (4). La *fig. 2* montre la relation entre l'intensité de la radiation et la longueur d'onde par la température de l'échelle centigrade d'après la formule (5).

Enfin, la *fig. 3* montre la relation entre la longueur d'onde correspondant au maximum de l'énergie et la température d'après la formule (6) et le rendement lumineux μ_R d'après (8) pour deux valeurs différentes de limites spectrales, l'une des courbes est calculée entre 0,38 et 0,76 et l'autre de 0,40 à 0,70 μ . Cette dernière comprend la totalité de l'énergie lumineuse pratiquement utilisée.

Les courbes en pointillé de la même figure correspondent à la valeur C_2 donnée par Paschen et Wanner, et ne diffèrent pas sensiblement des autres.

Ces courbes permettent de voir d'un coup d'œil dans quelles limites étendues le rendement dépend de la température et combien il est faible aux températures que nous savons atteindre.

A 1500° C., le rendement est seulement de l'ordre de 1 0/0, et, à 2000° C., il n'est encore que de 3 0/0 environ.

Si donc on voulait obtenir un rendement lumineux appréciable d'un radiateur intégral par la seule élévation de température, il faudrait atteindre de 4 à 6 000° C., les rendements atteignant respectivement 30 et 50 0/0 à ces deux températures.

Ceci montre fortement la nécessité de s'orienter vers des corps donnant des radiations sélectives (luminescence).

Il est à noter que la température donnant le maximum de rendement à un corps noir est dans le voisinage de la température du soleil indiquée par MM. Féry et Millochau, ce qui semble montrer que l'hypothèse qu'ils ont été obligés de faire, en admettant que la surface solaire se comporte comme un radiateur intégral, n'est pas très éloignée de la réalité. Cela est dû à la concordance de la longueur d'onde occupant le maximum de l'énergie dans le spectre, avec celle que produit le maximum de sensation sur la rétine, ce qui est dû vraisemblablement à l'influence de la sélection naturelle de l'œil (*).

(*) Cette remarque qu'il est très intéressant de voir vérifier en partant des seules lois du rayonnement, avait déjà été formulée : « Pour le soleil on sait, d'après les expériences de Langley, que le maximum de l'énergie est dans la partie *lumineuse* du spectre. Cette coïncidence provient sans doute de l'accommodation séculaire de la rétine pour la *longueur d'onde* qui représente le maximum de l'énergie de la radiation solaire. » (C. FÉRY, *Ann. de Phys. et Chim.*, 7^e série, t. XXVII, p. 524, 1902.)

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON

Série A, t. LXXIX ; 1907 (*suite*).

M.-W. TRAVERS. — On the Absorption of Water by Cotton and Wool (Sur l'absorption de l'eau par le coton et la laine). — P. 204-205.

En portant en abscisses les quantités d'eau absorbées par le coton ou la laine soigneusement desséchés et en ordonnées les pressions, l'auteur obtient des courbes dont la concavité est tournée du côté de l'axe des ordonnées, contrairement aux résultats de M. Trouton (1).

T.-H. LABY. — The total Ionisation of various Gases by α -rays of Uranium (L'ionisation totale de différents gaz par les rayons α de l'uranium). — P. 206-219.

La source de rayons α était l'oxyde d'uranium U^3O^8 .

En prenant pour unité l'ionisation totale de l'air, l'auteur a obtenu les résultats suivants :

	Ionisation totale
Oxyde azoteux.....	0,99
Ammoniac.....	0,90
Anhydride carbonique.....	1,03
Acétylène.....	1,27
Pentane.....	1,345
Acétaldéhyde.....	1,05
Éther éthylique.....	1,29
Bromure de méthyle.....	1,02
Chlorure d'éthyle.....	1,18

Si l'on compare ces valeurs avec celles qu'a obtenues M. Bragg (2) pour l'ionisation due aux rayons α du radium, on constate une concordance remarquable. Ces valeurs vérifient également les hypothèses de Kleeman et Bragg, d'après lesquelles l'ionisation moléculaire spécifique (ionisation par unité de volume) est une propriété atomique additive et est approximativement proportionnelle au volume de la molécule ionisée.

(1) *Proc. of the Roy. Soc., A*, t. LXXVII, p. 292 ; et *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 917 ; 1907.

(2) *Trans. Roy. Soc. South Australia*, t. XXIX, p. 16 ; 1906.

R.-D. KLEEMAN. — On the Ionisation of various Gases by α , β and γ Rays (Sur l'ionisation de différents gaz par les rayons α , β et γ). — P. 220-233.

Pour les rayons α , les nombres trouvés par l'auteur sont à peu près identiques à ceux qui ont été déterminés par M. Laby, dans la communication précédente. Si l'ionisation est bien une propriété additive, la quantité d'énergie nécessaire pour faire un ion d'un atome des différents gaz est indépendante de la combinaison chimique.

Les rayons α dépensent la moindre quantité d'énergie pour ioniser les atomes de soufre et la plus grande pour ioniser les atomes d'azote.

Voici les nombres obtenus pour l'ionisation par les rayons α et γ :

	Ionisation totale par les rayons γ	Ionisation totale par les rayons α
Air	1,00	1,00
Oxygène	1,04	1,09
Anhydride carbonique	1,03	1,08
Aldéhyde	1,42	1,17
Pentane	1,81	1,35
Oxyde d'éthyle	1,67	1,32
Benzène	1,45	1,29
Oxyde azoteux	1,01	1,05
Chlorure de méthyle	1,19	1,29
Tétrachlorure de carbone	1,18	1,32
Sulfure de carbone	1,39	1,37
Bromure de méthyle	1,16	1,32
Iodure de méthyle	1,09	1,33
Iodure d'éthyle	1,19	1,28

L'ionisation par les rayons β est presque exactement la même que celle que produisent les rayons γ .

H.-B. DIXON et L. BRADSHAW. — On the Explosion of pure electrolytic Gas (Sur l'explosion du gaz électrolytique pur). — P. 234-235.

Les auteurs ont analysé par la photographie la flamme explosive dans le gaz sec et dans le gaz humide. Autant qu'on peut en juger par la nature de la flamme, les expériences montrent que l'absence de vapeur d'eau n'influe pas sur l'explosion d'un mélange d'oxygène et d'hydrogène une fois que la flamme a été produite par une étincelle.

L. BRADSHAW. — The Firing of gaseous Mixtures by Compression (Inflammation des mélanges gazeux par compression). — P. 236-241.

Dans les expériences rapportées dans le Mémoire précédent, l'auteur a observé qu'il se produit une onde lumineuse partant d'une extrémité du tube à explosion et s'avançant à la rencontre de la flamme explosive qui jaillit entre des pointes métalliques au milieu du tube. L'auteur attribue cette inflammation spontanée du gaz à une onde de compression qui se meut, d'après les mesures prises, avec une vitesse à peu près égale à celle d'une onde sonore.

W.-N. HARTLEY. — On the Thermo-chemistry of Flame Spectra at high Temperatures (Sur la thermo-chimie des spectres de flammes à haute température). — P. 242-261.

Voici les conclusions de ce Mémoire :

1° Les oxydes de calcium, baryum et strontium ne sont pas dissociés par la chaleur seule, parce qu'ils ne présentent pas de spectre dans la flamme de l'oxyde de carbone ;

2° Ils sont réduits par l'action de la chaleur et de l'hydrogène dans la flamme oxhydrique et par l'action du cyanogène dans la flamme de cyanogène ;

3° La coloration de la flamme est due au métal parce que non seulement le spectre de flamme de la chaux est exactement le même que celui du calcium, mais aussi parce que les chaleurs de formation des oxydes de calcium, baryum et strontium ont presque la même valeur et que là où l'oxyde de calcium peut être réduit, les autres oxydes peuvent subir une réduction identique. Que le composé de strontium ou de baryum dans la flamme soit un sulfure ou un oxyde, le même spectre se produit ; mais on n'est pas certain que le sulfure de baryum ne soit pas converti en oxyde par la vapeur d'eau de la flamme.

L'explication, donnée par Lenard, de la coloration de la flamme par les sels alcalins ne semble pas applicable à la coloration de la flamme de l'oxyde de carbone par les sels halogénés des métaux alcalino-terreux.

A. MALLOCK. — On the Resistance of Air (Sur la résistance de l'air). — P. 262-273.
 — Space described in a given Time by a Projectile moving in Air (Espace parcouru en un temps donné par un projectile se mouvant dans l'air). — P. 274-276.

L'auteur arrive à cette conclusion que la résistance éprouvée par un corps qui se meut dans un gaz compressible peut être représentée par une somme de trois termes :

- 1° La pression positive sur l'avant ;
- 2° La pression négative sur l'arrière ;
- 3° La force nécessaire pour engendrer les ondes gazeuses qui accompagnent le corps.

Il arrive à deux formules pour les projectiles à pointe ou à avant plan qui concordent assez bien avec les résultats de l'expérience.

L'auteur donne également une formule qui représente assez exactement l'espace parcouru en un temps donné par un projectile.

J.-T. BOTTOMLEY. — Experiments with vacuum Gold-leaf Electroscopes on the mechanical Temperature Effects in rarefied Gases (Expériences avec les électroscopes à feuilles d'or dans le vide sur les effets mécaniques de température dans les gaz raréfiés). — P. 285-295.

Les expériences de M. Bottomley montrent que les variations de la température extérieure exercent un effet mécanique sur les feuilles d'or placées dans le vide, effet dont la cause exacte n'a pu encore être élucidée.

E.-P. PERMAN. — Chemical Reaction between Salts in the Solid State (Réaction chimique entre sels à l'état solide). — P. 310-319.

L'auteur a opéré sur les groupes de sels suivants : chlorure de plomb et iodure de potassium, chlorure mercurique et iodure de potassium, carbonate de sodium et sulfate de baryum, sulfate de sodium et carbonate de baryum. Il est arrivé aux conclusions suivantes :

- 1° Les sels mélangés à l'état solide et non spécialement desséchés, subissent généralement la double décomposition ;
- 2° La réaction entre sels solides est accélérée par la température, par la pression et par l'agitation ;
- 3° La solubilité et la volatilité des sels influent beaucoup sur la vitesse de réaction ;

4° En l'absence totale d'eau ou d'un autre solvant ionisant, aucune réaction n'a lieu.

Il en résulte que la réaction entre sels solides est essentiellement de même nature qu'entre sels dissous. L'eau forme sans doute, à la surface des sels, une pellicule dans laquelle de faibles quantités de substances se dissolvent, puis réagissent.

H.-A. MIERS et Miss F. ISAAC. — The spontaneous Crystallisation of binary Mixtures. Experiments on Salol and Betol (Cristallisation spontanée des mélanges binaires. Expériences sur le salol et le bétol). — P. 322-351.

Les auteurs ont établi qu'une solution sursaturée refroidie ne peut être amenée à cristalliser que par inoculation d'un cristal du corps dissous, à moins qu'une température parfaitement définie ne soit atteinte, température à laquelle une agitation ou un frottement mécanique suffisent pour produire la cristallisation. La température de cette cristallisation spontanée dépend de la concentration de la solution, déterminée par une courbe appelée *courbe de supersolubilité*.

Les auteurs ont tracé la courbe complète du point de congélation, ainsi que les courbes de supersolubilité, pour des mélanges en toutes proportions de salol et de bétol, substances qui ne forment ni composés, ni mélanges isomorphes. Le salol fond à 42°,5 et le bétol à 92°. L'eutectique contient 78 0/0 de salol et se solidifie à 32°,5 par inoculation seulement. Le salol se solidifie spontanément à 33°, le bétol à 79°. Les courbes de supersolubilité de leurs mélanges se rencontrent dans le mélange *hypertectique* contenant 74 0/0 de salol et dans lequel les deux substances se solidifient ensemble spontanément à 15°.

Les expériences montrent qu'un mélange binaire a, en général, quatre points de solidification. Ainsi le mélange contenant 90 0/0 de salol peut donner des cristaux de salol par inoculation à 38° et par agitation à 28° ; des cristaux de bétol par inoculation à 17°,5 et par agitation à 10°,5.

F.-T. TROUTON. — On the two Modes of Condensation of Water Vapour on Glass Surfaces, and their Analogy with James Thomson's Curve of Transition from Gas to Liquid (Sur les deux modes de condensation de la vapeur d'eau sur les surfaces de verre et leur analogie avec la courbe de James Thomson pour la transition d'un gaz à un liquide). — P. 383-390.

Ces deux modes de condensation, appelés α et β , se distinguent en

ce que, dans le premier mode, il y a beaucoup moins de matière condensée sur la surface que dans le second mode. La condensation a lieu suivant le mode α quand la surface a été soigneusement séchée à haute température, et suivant le mode β quand la dessiccation a été effectuée aux températures ordinaires.

Dans le type β , la courbe reliant la pression à la quantité d'eau condensée est analogue à celle qu'on obtient pour la laine ou le coton; dans le type α , en partant d'une surface très sèche, la pression s'élève rapidement pour une condensation relativement minime jusqu'à ce qu'elle atteigne un point critique; ensuite, pour une nouvelle condensation, elle diminue, ce qu'on peut attribuer à une transformation dans l'état β ; puis, après avoir passé par un minimum, elle s'élève de nouveau jusqu'à ce qu'on arrive à l'état de saturation. Il y a là une analogie évidente avec la courbe de James Thomson pour la transition d'un gaz à un liquide.

A.-A.-C. SWINTON. — The mechanical Effects of canal Rays (Les effets mécaniques des rayons-canaux). — P. 391-395.

L'auteur a constaté que ces rayons, tombant sur une roue à ailettes de mica ou d'aluminium placée derrière la cathode perforée, lui communiquent une rotation rapide. Au moyen de deux petits couples thermo-électriques cuivre-constantan, on reconnaît que, sous le bombardement des rayons-canaux, les deux côtés d'une ailette de mica peuvent acquérir une différence de température s'élevant à 110° C.

LORD RAYLEIGH. — On the dynamical Theory of Gratings (Sur la théorie dynamique des réseaux). — P. 399-416.

Le Mémoire actuel, qui peut être regardé comme une extension du Mémoire exposé par l'auteur dans la *Théorie du Son*, comprend une théorie dynamique des réseaux, qui embrasse le cas où l'intervalle des raies est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière incidente.

H.-A. WILSON et G.-H. MARTYN. — On the Velocity of Rotation of the electric Discharge in Gases at low Pressures in a radial magnetic Field (Sur la vitesse de rotation de la décharge électrique dans les gaz sous de faibles pressions dans un champ magnétique radial). — P. 417-427.

L'appareil employé consiste en deux tubes de verre concentriques fixés par de la cire à cacheter à des disques d'aluminium. Ces disques servent d'électrodes, et l'on fait passer la décharge entre eux à travers l'espace annulaire qui sépare les tubes de verre, espace dans lequel on a fait le vide. Suivant l'axe du tube à vide est fixé un barreau de fer qu'on peut aimanter de façon à produire un champ radial dans la partie située entre les tubes de verre. La décharge est produite par une forte batterie secondaire, et l'on mesure sa vitesse de rotation en l'observant à travers un disque stroboscopique mû par un moteur électrique.

Les auteurs ont mesuré dans l'air, l'azote et l'hydrogène, la variation de la vitesse de rotation avec l'intensité du champ magnétique, la pression du gaz et le courant transporté par la décharge.

Ils ont trouvé que la vitesse de rotation est sensiblement proportionnelle à l'intensité du champ magnétique et inversement proportionnelle à la pression du gaz. La vitesse dans l'hydrogène est environ trente fois la vitesse dans l'air et dans l'azote.

Théoriquement, la vitesse devrait être proportionnelle au produit des deux vitesses ioniques, et les résultats obtenus, réunis aux mesures précédemment effectuées de l'effet Hall, permettent de calculer les vitesses des ions positifs et négatifs. On a trouvé que les ions négatifs ont des vitesses très supérieures à celles des ions positifs.

A. CAMPBELL. — On a Standard of Mutual Inductance (Sur un étalon d'inductance mutuelle). — P. 428-435.

L'auteur a construit un étalon d'inductance mutuelle tel que sa valeur peut être calculée d'une façon très précise d'après ses dimensions.

R.-J. STRUTT. — On the Origin of the Gases evolved by mineral Springs (Sur l'origine des gaz dégagés par les sources minérales). — P. 436-439.

L'auteur a constaté, par des analyses précises, qu'il y a une grande ressemblance entre les gaz inertes (azote, argon, hélium, néon) des

sources minérales comme celles de Bath et les gaz dégagés par le chauffage des roches ignées (granit, syénite). Les roches donnent en outre de l'hydrogène, de l'oxyde de carbone, de l'anhydride carbonique et du méthane ; les deux premiers sont probablement des produits de réactions secondaires, mais les deux derniers se retrouvent dans les sources. L'auteur pense donc que l'on doit considérer la désagrégation et la dissolution partielle des roches par l'eau à haute température comme l'origine des produits gazeux et solides des sources minérales.

L.-N.-G. FILON. — Preliminary Note on a new Method of measuring directly the double refraction in strained Glass (Note préliminaire sur une nouvelle méthode pour mesurer directement la double réfraction du verre comprimé). — P. 440-442.

Lorsqu'une onde lumineuse plane traverse horizontalement un barreau de verre rectangulaire soumis à une flexion dans le sens vertical, elle est partagée en deux composantes polarisées horizontalement et verticalement. La lumière de chaque composante subit, par suite de la compression, un retard additionnel proportionnel à sa distance à l'axe neutre. Aussi l'onde frontale n'est-elle plus verticale à l'émergence : elle subit une déviation proportionnelle au moment fléchissant appliqué. Les deux composantes sont donc déviées de quantités différentes. Si la lumière est alors analysée au moyen d'un réseau, les raies du spectre sont déplacées par suite du changement de l'angle d'incidence. En outre, par suite des déplacements différents des deux composantes, chaque raie paraît double. L'expérience montre que cet effet est facile à mesurer et fournit une méthode nouvelle pour étudier la double réfraction du verre comprimé.

P.-D. INNES. — On the Velocity of the Cathode Particles emitted by various Metals under the Influence of Röntgen Rays, and its Bearing on the Theory of atomic Disintegration (Sur la vitesse des particules cathodiques émises par divers métaux sous l'influence des rayons Röntgen et sa relation avec la théorie de la désagrégation atomique). — P. 442-462.

Voici les valeurs trouvées pour la vitesse des électrons émis par certains métaux sous l'influence des rayons X doux et durs.

	Rayons doux	Rayons durs
Plomb.....	6,3 à 7,6 $\times 10^9$	6,3 à 8,3 $\times 10^9$
Argent.....	6,0 à 7,2 $\times 10^9$	6,1 à 8,0 $\times 10^9$
Zinc.....	6,0 à 6,4 $\times 10^9$	
Platine.....	6,1 à 7,5 $\times 10^9$	6,4 à 8,1 $\times 10^9$
Or.....	6,1 à 7,5 $\times 10^9$	6,2 à 8,1 $\times 10^9$

La vitesse des électrons les plus rapides émis par chaque métal est complètement indépendante de l'intensité des rayons primaires, mais elle augmente avec la dureté du tube. La vitesse décroît avec le poids atomique.

Une vitesse minimum est nécessaire pour permettre à l'électron d'émerger, et cette vitesse minimum est à peu près la même pour les différents métaux.

Le nombre des électrons émis diminue quand l'intensité des rayons diminue et quand la dureté du tube augmente. Il diminue également quand le poids atomique et la densité diminuent.

L'explication la plus probable du phénomène est celle de la désagrégation moléculaire.

G.-I. BEILBY. — The hard and soft States in ductile Metals (Les états trempé et doux dans les métaux ductiles). — P. 463-480.

Ces recherches ont été effectuées sur l'or, l'argent et le cuivre. Il n'a du reste pas été possible de produire un échantillon homogène du métal entièrement à l'état de trempé.

En ce qui concerne le traitement par la chaleur des métaux à l'état de trempé, les intervalles de température dans lesquelles se produisent : 1° la recristallisation ; 2° la perte de stabilité mécanique ; 3° le développement d'une force électromotrice entre des fils trempés et doux ; 4° la restauration complète de l'élasticité, sont si bien marqués et ils coïncident si parfaitement les uns avec les autres, qu'il n'y a aucun doute qu'ils n'indiquent un véritable changement d'état dans le métal trempé lorsqu'on atteint une certaine température. La nature de ce changement, observé au microscope, consiste dans un développement de la condition cristallisée aux dépens de la condition amorphe.

La trempé des métaux par refroidissement à partir d'une haute température est due, dans certains cas, à des déformations produites par une contraction. Ces déformations, si elles sont assez

grandes, déplacent les molécules de leur orientation cristalline et produisent une structure rigide. Ces observations expliquent notamment pourquoi les métaux ductiles comme l'or et le cuivre ne sont pas trempés par refroidissement. Dans le cas de l'or, par exemple, la recristallisation peut se produire depuis le point de solidification (1080°) jusqu'à 220°, et toute déformation due à la contraction disparaît immédiatement, par suite de cette recristallisation.

R.-C. MACLAURIN. — On Light elliptically polarised by reflexion especially near the polarising Angle : a Comparison with Theorie (Sur la lumière polarisée elliptiquement par réflexion, spécialement près de l'angle de polarisation : comparaison avec la théorie). — P. 481-508.

La comparaison entre les résultats de la théorie et de l'expérience a été effectuée complètement par l'auteur pour le réalgar et le diamant.

A. FOWLER. — The fluted Spectrum of Titanium oxide (Le spectre cannelé de l'oxyde de titane). — P. 509-518.

L'auteur montre que les cannelures du spectre du titane, qui se retrouvent dans le spectre des étoiles antariennes, sont produites par un oxyde de titane et non par la vapeur du métal lui-même. Il en résulte que la source de l'absorption cannelée dans les étoiles antariennes est à une température assez basse pour permettre la formation d'un composé chimique ; d'autre part, la présence de l'oxygène dans ces étoiles est ainsi démontrée.

L'auteur donne, en terminant, une table révisée et étendue des longueurs d'onde des têtes des cannelures du spectre du titane.

A.-W. PORTER. — The osmotic Pressure of compressible Solutions of any Degree of concentration (La pression osmétique de solutions compressibles d'un degré de concentration quelconque). — P. 519-528.

L'auteur est parvenu à établir une équation exacte reliant la pression osmotique et la tension de vapeur d'une solution de concentration quelconque, de compressibilité quelconque et sous une pression hydrostatique quelconque. Cette équation est applicable même au point critique.

L'auteur démontre que, lorsqu'une solution à une pression quelconque est en équilibre à travers une paroi semi-perméable avec le solvant pur, sa tension de vapeur est égale à la tension de vapeur du solvant, celles-ci étant mesurées sous les pressions hydrostatiques auxquelles la solution et le solvant sont respectivement soumis. De plus, si deux solutions, à une pression hydrostatique quelconque, mais égale pour les deux, sont isotoniques en ce qui concerne leur tension de vapeur, elles sont aussi isotoniques quant à leur pression osmotique et ont le même point de congélation.

J. DEWAR. — Note on the Use of the Radiometer in observing small Gas Pressures ; Application to the Detection of the gaseous Products produced by radioactive Bodies (Note sur l'emploi du radiomètre pour l'observation des faibles pressions gazeuses ; application à la recherche des produits gazeux provenant des substances radio-actives). — P. 529-532.

L'auteur a constaté que si le gaz résiduel d'un radiomètre de Crookes est de l'hélium, un condenseur en charbon adapté à l'appareil est incapable, même lorsqu'il est plongé dans l'hydrogène liquide, de produire par absorption une diminution de pression suffisante pour que les ailettes cessent de tourner lorsqu'on concentre sur leur face noircie le rayonnement d'un arc électrique. Au contraire, si le gaz du radiomètre est de l'hydrogène, tout mouvement des ailettes disparaît par les opérations précédentes.

La méthode peut s'appliquer à la recherche des produits gazeux provenant des transformations des matières radio-actives.

G.-A. PARSONS. — Some Notes on Carbon at high Temperatures and Pressures (Quelques notes sur le carbone aux températures et pressions élevées). — P. 532-535.

L'auteur a reconnu que les cristaux doux de graphite sont la forme stable du carbone résultant d'un chauffage aux températures très élevées.

Aux températures et pressions élevées, le graphite a une tendance à diffuser vers les régions plus froides. Du fer fortement chargé de carbone et chauffé sous une pression de 30 à 50 tonnes a été refroidi à diverses vitesses ; l'analyse n'a montré aucun résidu ou tout

au plus une faible trace de résidu cristallin. L'auteur conclut que la pression mécanique n'est pas la cause de la formation du diamant dans le fer rapidement refroidi.

A. MALLOCK. — Ranges and Behaviour of rifled Projectiles in Air (Portée et nature du mouvement des projectiles lancés dans l'air). — P. 536-549.

Le mouvement est représenté par les formules :

$$R = v't + \frac{u_0}{a} (1 - e^{-at}),$$

avec

$$a = \left[g - \frac{c}{u_0} (v_0 - v) \right] \frac{c^2}{2R}.$$

G.-F.-C. SEARLE. — On the Force required to stop a moving electrified Sphere (Sur la force nécessaire pour arrêter une sphère électrisée en mouvement). — P. 550-563.

La force nécessaire pour arrêter une sphère électrisée en mouvement est donnée par la formule :

$$F = \left(\frac{d}{dt} \frac{W'}{u} - P' \right),$$

dans laquelle u est la vitesse initiale, W' l'énergie et P' le moment de la sphère. Il en résulte que la force F_0 nécessaire pour arrêter une sphère de rayon a contenant une charge superficielle Q est :

$$F_0 = \frac{Q^2}{2Ka^2} \left(\frac{v}{u} - \frac{v^2 - u^2}{2u^2} \log \frac{v + u}{v - u} \right),$$

formule dans laquelle v est la vitesse de la lumière.

L. H.-E. ARMSTRONG ET AUTRES. — Studies of the Processus Operative in Solutions. Parts II-V (Etudes des processus opératoires des solutions. Parties II à V). — P. 564-597.

II. H.-E. ARMSTRONG, J.-V. EYRE, A.-V. HUSSEY et W.-P. PADDISON. — The Displacement of Chlorides from solution by Alcohol and by Hydrogen Chloride (Déplacement des chlorures de leurs solutions par l'alcool et l'acide chlorhydrique).

Les auteurs ont choisi l'alcool et l'acide chlorhydrique parce que l'un est un non-électrolyte et un faible déshydratant, l'autre un élec-

trolyte et un déshydratant moyen. L'alcool est moins actif que l'acide chlorhydrique dans la précipitation des chlorures, mais son influence est de même nature.

II. R. WHYMPER. — The sucrostatic Action of nitric Acid as influenced by Nitrates (Influence des nitrates sur l'action sucrostatique de l'acide nitrique).

L'auteur a reconnu que dans l'hydrolyse du sucre de cannes par l'acide nitrique en présence des nitrates, ces derniers sont presque complètement hydratés en solution.

IV. H.-E. ARMSTRONG et J.-A. WATSON. — The Hydrolysis of methylic Acetate in Presence of Salt (L'hydrolyse de l'acétate de méthyle en présence des sels).

L'hydrolyse par l'acide chlorhydrique en présence de chlorure de potassium est accélérée ; en présence de chlorures hydratés, elle est, en moyenne, la même.

V. H.-E. ARMSTRONG et R.-J. CALDWELL. — The Discrimination of hydrates in Solution (La discrimination des hydrates en solution).

Les auteurs tirent des expériences précédentes des preuves en faveur de l'existence de divers hydrates en solution et cherchent à donner une idée de leur constitution.

G. DUFFIELD. — The Effect of Pressure upon arc Spectra : N° I, Iron (Effet de la pression sur le spectre de l'arc électrique : n° I, Fer). — P. 597-599.

Voici quelques-uns des résultats obtenus avec le fer.

A. *Élargissement*. — 1° Quand la pression augmente toutes les raies s'élargissent ;

2° La grandeur de l'élargissement varie avec les différentes raies.

B. *Déplacement*. — 1° Sous pression, la partie la plus intense de chaque raie est déplacée de la position qu'elle occupe à la pression atmosphérique ;

2° Le déplacement se fait vers la partie rouge du spectre ;

3° Les raies du fer peuvent être groupées en séries suivant la valeur du déplacement ;

4° On peut distinguer trois groupes dont les déplacements sont dans les rapports 1 : 2 : 4 : 8.

C. *Renversement*. — 1° Quand la pression augmente, les raies renversées deviennent plus nombreuses et plus larges ;

2° La tendance des raies à se renverser présente un maximum vers 25 atmosphères ;

3° Il y a deux types de renversement : symétrique et dissymétrique.

D. *Intensité*. — 1° L'intensité de la lumière émise par l'arc au fer à haute pression est beaucoup plus forte qu'à la pression ordinaire ;

2° La pression produit des variations dans l'intensité relative des raies.

René PAILLOT.

TRAVAUX NÉERLANDAIS.

J.-D. VAN DER WAALS. — Contributions à la théorie des mélanges binaires.
Archives néerlandaises, 2^e série, t. XIII, pp. 17 et 199.

La théorie des mélanges binaires, telle qu'elle est développée dans la *Théorie moléculaire* de l'illustre savant, a conduit à un grand nombre de recherches, tant expérimentales que théoriques, qui ont contribué à augmenter dans une forte mesure notre intelligence des phénomènes présentés par les mélanges. Parmi les questions très importantes restées encore sans réponse, on peut citer la classification des divers groupes de surfaces ψ . Pour certains systèmes binaires, le pli de la surface ψ a une forme très simple. Pour d'autres cette forme est très compliquée, ou bien il y a encore un deuxième pli. On n'est pas encore parvenu jusqu'ici à donner la raison de ces diverses formes ; on n'a même pas réussi à les mettre en rapport avec d'autres propriétés des groupes particuliers de mélanges. Il est vrai que, dans la théorie, le professeur Van der Waals a donné l'équation de la ligne spinodale qui borde le pli, et, si cette équation est parfaitement connue, il doit être possible de faire cette classification au moyen de l'analyse. Mais cette équation est compliquée, et d'ailleurs, vu notre connaissance imparfaite de l'équation d'état

elle n'est qu'approximativement exacte, surtout pour les petits volumes. Conduit par ces considérations, l'auteur a cherché une manière de traiter la théorie qui fût plus intuitive; et le résultat a montré qu'elle permettait d'indiquer une cause pour les diverses formes des plis, en même temps qu'elle fait mieux comprendre, d'une façon générale, quelques phénomènes déjà plus ou moins connus.

PH. KOHNSTAMM. — Equilibres dans les systèmes binaires.
Archives néerlandaises, 2^e série, t. XIII, p. 291.

En s'occupant de la forme de la courbe des trois phases solide-liquide-gaz et des questions connexes des équilibres métastables et instables solide-fluide, l'auteur est arrivé au sujet de quelques points à des conclusions différentes de ce que l'on trouve chez les auteurs qui traitent de ces questions. Il expose en quelques pages difficiles à résumer les points sur lesquels porte le désaccord.

J.-E. VERSCHAFFELT. — Sur la possibilité de prédire les propriétés des mélanges en partant de celles des substances qui les composent. — *Archives néerlandaises*, 2^e série, t. XIII, p. 1.

Traduction en français d'un mémoire déjà paru dans les communications du laboratoire de Leyde (1) et analysé dans ce recueil.

D^r H. KAMERLINGH-ONNES et D^r W.-H. KEESOM. — Contribution to the knowledge of the ψ -surface of Van der Waals. — XV. The case that one component is a gas without cohesion with molecules that have extension. Limited miscibility of two gases. — XVI. On the gas phase sinking in the liquid phase for binary mixtures in the case that the molecules of one component exert only a feeble attraction (Contributions à la connaissance de la surface ψ de Van der Waals. — XV. Cas où l'un des composants est un gaz sans cohésion avec des molécules qui ont de l'étendue. Miscibilité limitée des deux gaz. — XVI. Sur la phase gazeuse tombant dans la phase liquide pour des mélanges binaires dans le cas où les molécules de l'un des composants n'exercent qu'une faible attraction.) — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, suppléments n^{os} 15 et 16.

Le supplément n^o 15, joint à la communication n^o 96 (2), traite la surface ψ dans le cas où un composant est un gaz sans attraction,

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 326; 1907.

(2) *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 306; 1908.

ou doué d'une attraction faible, et dont les molécules sont étendues, ce qui se présente probablement dans les mélanges d'hélium et d'hydrogène. L'attention est attirée par un pli qui, à des températures *supérieures* aux températures critiques des deux composants, s'étend sur la surface ψ du côté des petits volumes, atteint le bord transversal $x = 0$ de la surface ψ à la température critique du composant le moins volatil et alors se transforme en un pli oblique. Il est également possible qu'un pli venant du côté des petits volumes s'unisse avec un pli qui vient du côté $x = 0$ pour former un pli oblique.

Les plis qui s'étendent sur la surface ψ du côté des petits volumes donnent lieu à des considérations sur la *miscibilité limitée dans l'état gazeux*, phénomène qui, d'après la théorie, pourrait se présenter à des températures et des pressions déterminées, si les grandeurs a et b de Van der Waals obéissent à des relations nécessaires.

Dans la communication n° 96 *b* ⁽²⁾, la théorie du phénomène barotropique est traitée principalement en considérant un pli transversal dans la surface ψ . Dans le supplément n° 16, ce phénomène est traité en considérant les plis dont il vient d'être parlé. Enfin, les auteurs déduisent quelques conditions générales pour que le phénomène barotropique (retournement de la pesanteur, le gaz devenant plus lourd que le liquide) se présente.

D^r H. KAMERLINGH-ONNES et C. BRAAK. — Isotherms of diatomic gases and their binary mixtures. — VI. Isotherms of hydrogen between -104° C. and -217° C. (*continued*). — VII. Isotherms of hydrogen between 0° C. and 100° C. [Isothermes des gaz diatomiques et de leurs mélanges binaires. — VI. Isothermes de l'hydrogène entre -104° C. et -217° C. (*suite*). — VII. Isothermes de l'hydrogène entre 0° C. et 100° C.]. — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 100.

Le commencement de ce travail a été analysé dans ce recueil ⁽¹⁾; le mémoire actuel contient 15 valeurs du produit pv_{λ} aux températures centigrades $-182^{\circ},81$, $-195^{\circ},27$, $-204^{\circ},70$, $-212^{\circ},82$ et $-217^{\circ},41$ et une autre série de 28 valeurs du même produit à des températures comprises entre $-103^{\circ},57$ et $-217^{\circ},41$. Ces nombres, transformés en courbes graphiques, ont donné pour les minima de pv_{λ} les valeurs suivantes :

(1) *J. de Phys.*, 1^{re} série, t. VII, p. 310; 1908.

$t^{\circ}\text{C}$	pv_{λ} (mir.)	p (atm.)
— 165°,72	0,39292	»
— 182°,81	0,32663	32,97
— 195°,27	0,27348	50,07
— 204°,70	0,22945	54,67
— 212°,82	0,18782	54,09
— 217°,41	0,16342	42,54

On a déterminé par les moindres carrés les coefficients de la parabole :

$$p = P_0 + P_1(pv_{\lambda}) + P_2(pv_{\lambda})^2,$$

et on trouvé :

$$\begin{aligned} P_0 &= -14,8370, \\ P_1 &= +676,563, \\ P_2 &= -1624,31. \end{aligned}$$

Cette parabole coupe la droite $p = 0$ en deux points pour lesquels on a respectivement $pv_{\lambda} = 0,39330$ et $pv_{\lambda} = 0,02323$, la température absolue ayant alors les valeurs respectives $T_1 = 6^{\circ},3$ et $T_2 = 107^{\circ},5$.

Au sommet de la parabole : $pv_{\lambda} = 0,20826$, $p = 53,61$ atmosphères et la température absolue y a pour valeur $T = 64^{\circ},2$.

D^r H. KAMERLINGH-ONNES. — Isotherms of monoatomic gases and their binary mixtures. — I. Isotherms of helium between $+100^{\circ}\text{C}$. and -217°C . — II. Isotherms of helium at -253°C . and -259°C . (Isothermes des gaz monoatomiques et de leurs mélanges binaires. — I. Isothermes de l'hélium entre $+100^{\circ}\text{C}$. et -217°C . — II. Isothermes de l'hélium à -253°C . et -259°C .) — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 102 a et c.

Les données expérimentales permettant de déterminer l'équation d'état d'une substance sont de la plus haute importance dans le cas des gaz monoatomiques qui, à cause de la simplicité plus grande de leurs molécules, se rapprochent le plus possible des hypothèses qui sont à la base de la théorie de Van der Waals. Sous ce rapport, les isothermes de l'hélium ont maintenant pris la place occupée par les isothermes de l'hydrogène avant que ce gaz ne fût liquéfié; leur étude est possible parce qu'on sait maintenant, à l'aide d'une circulation d'hydrogène liquide, obtenir de l'hélium tout à fait pur.

Le travail actuel comprend six déterminations d'isothermes, aux températures centigrades de $+100^{\circ},35$, $+20^{\circ},0$, zéro, $-103^{\circ},57$, $-182^{\circ},75$ et $-216^{\circ},56$. Ces isothermes sont données par 19 mesures. On en déduit que le point de Boyle (température à laquelle l'hy-

drogène obéit rigoureusement à la loi de Boyle-Mariotte, sous la pression atmosphérique) est voisin de -230° et la température critique peu éloignée de 6° absolus.

Quant aux isothermes relatives à $-232^{\circ},72$ et à $-238^{\circ},82$, elles furent données, la première par trois mesures, la seconde par quatre mesures à des pressions différentes; une représentation graphique montre que l'isotherme de -239° présente un minimum de $p_{v\lambda}$.

D^r H. KAMERLINGH-ONNES, C. BRAAK et J. CLAY. — On the measurement of very low temperatures. — XVII. Determinations for testing purposes with the hydrogen thermometer and the resistance thermometer (Sur la mesure des très basses températures. — XVII. Déterminations de contrôle faites avec le thermomètre à hydrogène et le thermomètre à résistance).

D^r H. KAMERLINGH-ONNES et C. BRAAK. — XVIII. The determination of the absolute zero according to the hydrogen thermometer of constant volume and the reduction of the readings on the normal hydrogen thermometer to the absolute scale (XVIII. Détermination du zéro absolu d'après le thermomètre à hydrogène à volume constant et réduction des lectures du thermomètre normal à hydrogène à l'échelle absolue).

D^r H. KAMERLINGH-ONNES. — XIX. Derivation of the pressure coefficient of helium for the international helium thermometer and the reduction of the readings on the helium thermometer to the absolute scale (Mesure du coefficient de pression de l'hélium pour le thermomètre à hélium international et réduction des lectures de ce thermomètre à hélium à l'échelle absolue).

D^r H. KAMERLINGH-ONNES et C. BRAAK. — XX. Influence of the deviations from the law of Boyle-Charles on the scale of the gas thermometer of constant volume according to observations with this apparatus (Influence des écarts de la loi de Boyle-Charles sur l'échelle du thermomètre à gaz à volume constant d'après les observations faites avec cet appareil). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n^o 401 et 402 b et d.

Dans la communication n^o 93, les résultats de nombreuses mesures ont montré la possibilité de mesurer la température au-dessous de -217° C. avec le thermomètre à hydrogène avec une précision de $1/30$ de degré. Les résultats obtenus avec plusieurs remplissages ont montré qu'à -217° C. cette précision était en effet obtenue. MM. Kamerlingh-Onnes, Braak et Clay ont fait de nouvelles déterminations entre 0° et -217° C., dans le but d'établir mieux la limite de l'exactitude des mesures de température avec le thermomètre à hydrogène et la précision de la définition des températures au moyen d'un thermomètre à résistance. Il leur semble que la définition d'une température à l'aide d'une seule mesure faite sur un ther-

momètre à résistance a sensiblement la même erreur probable qu'une seule détermination faite avec le thermomètre à hydrogène, l'erreur demeurant inférieure à 0°,02. Pour le moment, la détermination d'une température restée longtemps constante par le thermomètre à hydrogène a la même précision que la définition de la même température à l'aide d'un thermomètre à résistance, pour lequel les mesures nécessaires, même quand elles sont répétées, exigent moins de temps.

MM. Kamerlingh-Onnes et Braak ont déterminé le zéro absolu par la méthode de D. Berthelot; ils trouvent pour celui-ci — 273°,10 à un centième de degré près et pour coefficient de pression de l'hydrogène dans l'état d'Avogadro (état pour lequel les dérivations de la loi de Boyle-Gay-Lussac-Avogadro peuvent être négligées) :

$$\alpha_{AV} = 0,0036617.$$

Les corrections qu'il faut faire subir aux lectures du thermomètre normal à hydrogène pour le ramener à l'échelle absolue peuvent être représentées par la formule :

$$\Delta t = a \frac{t}{100} + b \left(\frac{t}{100} \right)^2 + c \left(\frac{t}{100} \right)^3 + d \left(\frac{t}{100} \right)^4$$

dans laquelle on a :

$$a = - 0,007117;$$

$$b = + 0,005962;$$

$$c = - 0,000185;$$

$$d = + 0,001330.$$

Ces corrections sont nulles pour $t = 0^\circ$ et pour $t = 100^\circ$; pour 20° , 50° et 80° , elles sont respectivement d'après :

D. Berthelot.....	— 0°,00064	— 0°,00053	— 0°,00033
K. Onnes et Braak.....	— 0°,0012	— 0°,0020	— 0°,0014
L'équation générale d'état de l'hydrogène (Comm., n°97 b).	— 0°,0026	— 0°,0047	— 0°,0036

Au-dessous de zéro, les corrections sont positives, elles atteignent + 0°,016 à — 100° et + 0°,08 à — 217° C.

L'échelle du thermomètre à hydrogène à volume constant et sous la pression de 1 mètre de mercure à zéro étant généralement appelée échelle du thermomètre à hydrogène *normal*, alors que 0° et 760 millimètres de mercure sont acceptés comme l'état normal des

gaz, le professeur H. Kamerlingh-Onnes propose d'appeler échelles du thermomètre *international* à hydrogène et du thermomètre *international* à hélium les échelles des thermomètres à volume constant ayant à zéro degré la pression de 1.000 millimètres de mercure⁽¹⁾.

Admettant le zéro absolu — 273°,10 trouvé précédemment et appliquant la méthode de D. Berthelot aux isothermes de l'hélium à 0° C. et à 100° C., il en tire pour le coefficient de pression de l'hélium dans l'état d'Avogadro :

$$\alpha_{Av} = 0,0036613.$$

Le même calcul fait en utilisant les isothermes à + 20° C. et à + 100° C. donne :

$$\alpha_{Av} = 0,0036616.$$

En désignant par $(\Delta t)_\alpha$ et $(\Delta t)_\beta$ les corrections du thermomètre international à hélium calculées à l'aide des données des isothermes de l'hélium de 0° C. et de 20° C., dont les dernières sont estimées les plus exactes, on trouve :

° C	$(\Delta t)_\alpha$	$(\Delta t)_\beta$
— 103°,57	+ 0°,0034	— 0°,006
— 182°,75	+ 0°,0158	+ 0°,002
— 216°,56	+ 0°,0252	+ 0°,010

D^r H. KAMERLINGH-ONNES et D^r W.-H. KEESOM. — On the equation of state of a substance in the neighbourhood of the critical point liquid-gas. — I. The disturbance function in the neighbourhood of the critical state. — II. Spectrophotometrical investigation of the opalescence of a substance in the neighbourhood of the critical state (Sur l'équation d'état d'un corps au voisinage du point critique liquide-gaz. — I. La fonction perturbatrice au voisinage de l'état critique. — II. Recherche spectrophotométrique sur l'opalescence d'un corps dans le voisinage de l'état critique). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 104.

Les auteurs appellent *équation d'état expérimentale d'un corps* la relation $f(p, v, T) = 0$ existant entre la pression, le volume et la température absolue, lorsque le corps, supposé pur, n'est sujet à d'autres forces extérieures que la pression des parois du vase qui le contient.

Les auteurs appellent encore *équation spéciale d'état non troublée*

(1) Comparez : HARKER, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXVIII, p. 225 ; — et WIEBE, *Zeitschrift f. Instr. Kunde*, XXVIII, p. 293 ; 1900.

une équation d'état dérivée de la première par la soustraction de certains termes qui sont pratiquement nuls dans les régions non troublées et qui n'ont d'importance qu'au voisinage du point critique. L'ensemble de ces termes constitue alors la *fonction perturbatrice* au voisinage du point critique. L'équation spéciale d'état non troublée peut être déduite en ajustant des formules d'interpolation à des observations dans des conditions de températures et de volumes spécifiques, telles que les perturbations qu'on observe dans le voisinage de l'état critique ne se présentent pas.

Il s'agit d'abord de prouver l'existence d'une fonction perturbatrice dans l'équation d'état; MM. K.-Onnes et Keesom réunissent les preuves expérimentales en trois groupes et ils les discutent soigneusement. Ces preuves reposent sur ce que les propriétés de l'état saturé (densité de liquide ou de vapeur saturée par exemple) ne sont jamais calculées avec précision à partir de l'équation spéciale d'état non troublée qui représente très exactement les isothermes de l'état gazeux et liquide, les différences étant d'autant plus sensibles qu'on est plus près de la température critique. Les auteurs remarquent également, mais avec beaucoup de réserves, que le diamètre rectiligne de Cailletet et Mathias semblent présenter une légère incurvation au voisinage du point critique. Enfin l'opalescence bleue due au nuage qui, à température lentement croissante, précède l'apparition du point critique, semble leur démontrer l'existence d'un phénomène parasite se greffant sur le phénomène régulier représenté par l'équation spéciale d'état non troublée.

Les expériences instituées par les auteurs sur l'éthylène liquide, qui a l'avantage d'avoir son point critique vers $+ 40^{\circ}$ C., ont pour but de déterminer :

1° Pour différentes températures, le rapport dans lequel les rayons de lumière de longueurs d'onde différentes sont éparpillés dans une certaine direction à la même température;

2° La manière dont la quantité de lumière d'une longueur d'onde définie, éparpillée dans une certaine direction et renfermée dans un certain angle de vision, varie avec la température.

Les expériences faites au voisinage de la température critique prouvent qu'il n'est pas permis de considérer les dimensions des particules produisant l'opalescence bleue comme petites vis-à-vis de la longueur d'onde.

Des déterminations dont il est question dans le paragraphe 2°, il

s'ensuit que la quantité de lumière éparpillée est proportionnelle approximativement à $\frac{1}{T - T_c}$, T_c étant la température critique. Ce résultat est favorable à l'hypothèse de Smoluchowski : que l'opalescence bleue devrait être attribuée à des différences de densité irrégulières causées par le mouvement moléculaire et déterminées par l'équilibre statique. Une détermination de l'intensité absolue de la lumière éparpillée (l'intensité de la lumière incidente étant prise pour unité) vient affirmer ce résultat.

D^r H. KAMERLINGH-ONNES. — Die Cascade zur Erhaltung tiefer Temperaturen bis — 259° C. (La cascade pour l'obtention des basses températures jusqu'à — 259° C.). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, supplément n° 18 a.

J'ai décrit depuis longtemps ⁽¹⁾ la triple cascade employée au Laboratoire cryogène de Leyde pour atteindre les températures comprises entre — 200° et — 217° C. Un premier cycle de chlorure de méthyle produit les températures allant de — 23° à — 90° ; un second cycle d'éthylène, dont les vapeurs sont condensées à la température à laquelle se détend le chlorure de méthyle, donne les températures allant de — 103° à — 165° ; enfin le troisième cycle d'oxygène, dont les vapeurs sont condensées à la température à laquelle se détend l'éthylène, abaisse la température de — 183° à — 217° C.

Le quatrième cycle est un cycle d'air liquide. L'air atmosphérique, refroidi à la température de l'oxygène détendu, est aisément liquéfié dans un compresseur et rassemblé dans des récipients convenables. Cette circulation permet d'obtenir plus d'un demi-hectolitre d'air liquide par jour.

Enfin un cinquième et dernier cycle est constitué par de l'hydrogène. Cinq mètres cubes d'hydrogène très pur circulent quatre fois par heure à travers des tubes très fins qui s'obstrueraient aussitôt si le gaz contenait la moindre trace d'air. On peut réaliser ainsi un bain d'hydrogène liquide de plusieurs litres, dont la température demeure constante à 1/100 de degré près pendant plusieurs heures consécutives, tant est grande la régularité de marche des pompes aspirantes et foulantes qui commandent les cycles fermés, et tant

(1) E. MATHIAS, *le Laboratoire cryogène de Leyde* (*Rev. gén. des Sciences* du 30 avril 1896).

est parfait l'isolement thermique de toutes les parties de cet agencement cryogène, si compliqué dans ses détails.

D^r W.-H. KEESOM. — Die Eigenschaften von Heliumgemischen (Les propriétés des mélanges d'hélium). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, supplément n° 18 b.

Discussion de la forme que doit avoir la surface ψ de Van der Waals pour expliquer les propriétés des mélanges d'hélium et d'hydrogène. On sait que le mélange d'hydrogène avec 15 0/0 d'hélium, par compression à 49 atmosphères, donne une phase d'hydrogène liquide dans laquelle tombe la phase gazeuse composée presque exclusivement d'hélium.

D^r H. KAMERLINGH-ONNES et J. CLAY. — Some remarks on the expansion of platinum at low temperatures (Quelques remarques sur la dilatation du platine aux basses températures). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, supplément n° 17.

Dans la communication n° 95, les auteurs ont donné une formule quadratique pour la dilatation du platine *au-dessous* de zéro, d'où il s'ensuivait qu'une formule du troisième degré était nécessaire si l'on voulait représenter la dilatation du platine de -180° à $+100^{\circ}$ à l'aide d'un polynôme ordonné suivant les puissances croissantes de t . Récemment la question a été reprise par M. Scheel, qui a déterminé aussi une formule quadratique pour la dilatation du platine *au-dessous* de zéro.

Or, si l'on considère la dilatation d'une barre de platine d'un mètre entre -183° et $+16^{\circ}$, les formules de MM. K.-Onnes et Clay et de M. Scheel donnent une différence de 43μ , laquelle est beaucoup plus grande que les erreurs possibles des observations.

Les auteurs essaient d'expliquer cette singularité. Leur barre de platine à 16° , longtemps avant d'être plongée, dans l'air liquide et longtemps après y avoir été plongée ne présentait que des différences de 2 à 3μ ; mais un jour après avoir été plongée dans de l'air liquide, la longueur à 16° était inférieure d'environ 17μ à la longueur normale à cette température; comme la barre n'avait que 840 millimètres de long, cela donne pour la barre d'un mètre une variation de 20μ , très supérieure aux erreurs possibles de l'expérience; cela explique la moitié de la singularité trouvée.

Il est à remarquer que les récentes déterminations de MM. Scheel et Heuse (*Verh. d. D. physik. Ges.*, 1907, p. 449) donnent pour la dilatation susnommée des valeurs qui se rapprochent de celle de MM. K.-Onnes et Clay, après que la correction indiquée ci-dessus leur est appliquée.

D^r H. KAMERLINGH-ONNES. — Experiments on the condensation of helium by expansion (Expériences sur la condensation de l'hélium par la détente). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 105.

La détermination des isothermes de l'hélium aux températures de — 253° C. et de — 259° C. a permis à l'auteur de calculer la température critique de l'hélium, laquelle fut trouvée d'environ 5° absolu. Il y avait dès lors lieu de penser que le gaz comprimé à 100 atmosphères à la température de l'hydrogène solide, puis brusquement détendu, descendrait au-dessous de sa température critique et donnerait un nuage annonçant sa liquéfaction. Un premier essai fut fait avec 7 litres d'un gaz, purifié à l'aide de l'oxyde de cuivre, et que l'on pouvait croire être de l'hélium parfaitement dépouillé d'hydrogène. Le récipient de verre à parois épaisses qui contenait l'hélium était placé dans un verre-vacuum non argenté contenant de l'hydrogène liquide sur lequel on faisait le vide. Le verre-vacuum à l'hydrogène liquide était entouré d'un tube semblable plein d'air liquide. Lors de la détente de l'hélium, on vit apparaître un nuage gris dense; puis l'on vit des masses solides flottant dans l'hélium gazeux et ressemblant à du coton; ce phénomène s'évanouit au bout de vingt secondes. Autant qu'il pouvait en juger d'après les apparences, l'auteur considéra d'abord comme probable que la substance solide en question était constituée, pour la plus grande partie, par de l'hélium. L'aspect volumineux de la masse solide était en harmonie avec cette manière de voir; mais la continuation des expériences montra que l'explication devait être tout autre. L'analyse du gaz indiqua que celui-ci contenait 0,37 0/0 d'hydrogène. L'expérience n'était donc pas décisive, et il fallait répéter celle-ci avec du gaz rigoureusement pur. Lorsqu'il put en être ainsi, on constata que l'hélium détendu demeurait parfaitement transparent.

L'explication du phénomène précédent était donc la suivante: il s'était produit, en détendant l'hélium comprimé, de l'hydrogène

solide qui flottait dans l'hélium gazeux. Or, il y avait, en nombres ronds, 15 millimètres cubes d'hydrogène, soit 1 milligramme, et cependant le tube, d'une contenance d'environ 7 centimètres cubes, était rempli d'une matière floconneuse sur toute sa longueur, laquelle occupait presque le quart du volume total!

Une dernière expérience faite avec un hélium ne contenant au spectroscope que des traces d'hydrogène donna, avec une détente plus rapide que précédemment, un nuage d'une nature tout à fait différente et qui s'évanouit en une seconde. Mais le tube cassa et le professeur Kamerlingh-Onnes ne put pas être fixé sur la nature du nuage.

J.-D. VAN DER WAALS JUNIOR. — La valeur de la self-induction dans la théorie des électrons. — *Archives néerlandaises*, 2^e série, t. XIII, p. 471; 1908.

Considérons un morceau de métal où il y a des électrons positivement et négativement chargés, la charge totale des particules positives étant égale à celle des particules négatives.

Produisons un courant i dans le métal, l'auteur admet que l'énergie de ce courant doit être représentée par l'expression $\frac{1}{2} (L + L') i^2$, dans laquelle L représente le coefficient de self-induction, tel qu'on le déduit d'ordinaire de la seule énergie magnétique, tandis que $\frac{1}{2} L' i^2 = \frac{1}{2} \Sigma m v^2$, m étant la masse d'une particule et v la vitesse qu'elle prend sous l'action de la force électromotrice.

En utilisant divers résultats expérimentaux, l'auteur rend probable que, pour des bobines enroulées de façon à présenter une forte self-induction, L' est négligeable par rapport à L , tandis que, pour des bobines à enroulement tel que la self-induction est aussi petite que possible, L' ne pourra peut-être pas toujours être négligé par rapport à la valeur de L qui existe encore. De sorte que, si l'on voulait déterminer dans ce dernier cas la valeur de la self-induction, il faudrait tenir compte de L' .

Il n'est donc pas impossible que, dans une bobine « privée de self-induction », on puisse trouver expérimentalement l'existence du facteur L' ; et, si l'on parvenait à comparer les valeurs de L' pour des bobines de divers métaux, on disposerait d'une donnée impor-

tante pour étendre nos connaissances relatives au mouvement des électrons dans les métaux.

On trouvera certainement une valeur considérable pour L' dans le cas d'un courant qui traverse un tube de Röntgen. Vu la grande vitesse des électrons dans un pareil tube, leur énergie cinétique sera considérable et cette « énergie des rayons cathodiques » devra se manifester sans aucun doute comme une augmentation de la self-induction du circuit contenant le tube.

J.-D. VAN DER WAALS JUNIOR. — Sur la question de la longueur d'onde des rayons Röntgen. — *Archives néerlandaises*, 2^e série, t. XIII, p. 91; 1908.

On sait que MM. Haga et Wind ont déterminé la longueur d'onde des rayons Röntgen par des expériences de diffraction. M. Sommerfeld a déduit de l'image de diffraction une longueur d'onde d'en moyenne $1,3 \cdot 10^{-8}$ centimètres. D'autre part, M. Wien croit pouvoir déduire cette longueur d'onde de ses observations comparatives sur l'énergie des rayons cathodiques et celle des rayons Röntgen et des rayons secondaires; il trouve $\lambda = 2,3 \cdot 10^{-10}$ centimètres. Ce physicien fait lui-même remarquer que sa conclusion n'est valable que si la quantité de chaleur qu'il a mesurée provient réellement de l'énergie des rayons Röntgen, et ne résulte pas, par exemple, de l'énergie atomique des substances absorbantes, qui est peut-être en partie transformée en chaleur sous l'action des rayons Röntgen. M. Wien a notamment admis que les particules cathodiques perdent leur grande vitesse à la cathode par un simple retard rectiligne. Si tel n'est pas le cas, l'auteur fait remarquer que la méthode de M. Wien pour déterminer les longueurs d'onde est en défaut.

Cette question de l'arrêt des électrons à l'anticathode est intimement liée à la question de la polarisation des rayons Röntgen. Si l'arrêt était rectiligne, les rayons Röntgen devraient être polarisés. Si, au contraire, on admet avec l'auteur que les particules cathodiques n'émettent que 0,02 de l'énergie de leur rayonnement total la première fois qu'elles subissent l'attraction d'une particule de l'anticathode, et qu'après cette première action toutes les directions sont également possibles, 20/0 seulement des rayons Röntgen seraient polarisés.

Cette dernière hypothèse paraît s'accorder mieux avec l'expérience que la première; mais les expériences de MM. Barkla et Haga sur la

polarisation des rayons Röntgen n'étant pas d'accord, il n'est pas encore possible, pour le moment, de faire une comparaison précise des résultats de la détermination des longueurs d'onde, de l'énergie et de la polarisation des rayons Röntgen.

C.-H. WIND. — Une hypothèse concernant l'origine des rayons Röntgen.
Archives néerlandaises, 2^e série, t. XIII, p. 94; 1908.

Pour ce qui regarde le mécanisme de la production des rayons Röntgen, M. J.-D. Van der Waals junior a émis l'idée que les électrons pourraient bien ne pas venir au repos par un simple retard rectiligne, mais que, subissant une action de la part des particules de l'anticathode, avant de s'arrêter, ils se meuvent pendant quelque temps en zigzag parmi ces particules, en émettant une onde de Röntgen à chaque changement brusque de vitesse. De cette façon un électron contribuerait à l'énergie du rayonnement dans une part bien plus large que d'après la représentation de M. Wien, dont les mesures d'énergie s'accorderaient mieux avec les résultats des expériences de diffraction.

Il semble à M. Wind qu'à côté de cette hypothèse il y en a une autre qui mérite d'être prise en considération et qui est plus conforme aux propriétés connues des rayons cathodiques. Pour lui, ce ne sont pas les éléments des rayons cathodiques seuls qui sont les principaux centres d'émission des rayons Röntgen, *mais en même temps et, en combinaison avec eux, les atomes de l'anticathode*. L'auteur se représente les électrons animés de leur grande vitesse, non pas réfléchis en quelque sorte par les atomes, mais au contraire traversant ceux-ci la plupart du temps sans être notablement gênés dans leur mouvement. Cette idée n'est d'ailleurs pas nouvelle; on la trouve développée dans un travail de M. Lénard qui la considère comme donnant la meilleure explication des lois d'absorption des rayons cathodiques. On s'explique ainsi le fait que, par exemple, les rayons cathodiques peuvent traverser en quantité notable une couche d'aluminium épaisse de 40 μ ou bien une couche d'air de quelques centimètres d'épaisseur à la pression ordinaire.

Or, les atomes sont nécessairement troublés par le passage des électrons. Comme ils sont probablement composés eux-mêmes d'électrons négatifs et des particules positives, le processus du percement sera accompagné d'une modification temporaire de la structure de

leurs champs électro-magnétiques. Il en résultera nécessairement l'émission d'une onde de perturbation dans l'éther environnant. Si a est le diamètre d'un atome, v la vitesse de l'électron, la durée de l'onde est sensiblement égale à $\frac{a}{v}$: il résulte de là que l'épaisseur des ondes de perturbation émises dans l'éther sera de l'ordre de grandeur de $\frac{a}{v} C$, C étant la vitesse de la lumière dans l'éther.

Pour $a = 10^{-8}$, $v = 10^{10}$, on en tire

$$\lambda = 3 \cdot 10^{-8},$$

nombre qui est de l'ordre de grandeur des longueurs d'onde déduites des expériences de diffraction.

Si les idées de M. Wind étaient admises, la longueur d'onde des rayons Röntgen, considérée comme susceptible d'une détermination directe, acquerrait une nouvelle signification importante par son étroite relation avec le diamètre des atomes.

W.-J.-H. MOLL. — Examen de quelques spectres infra-rouges,
Archives néerlandaises, 2^e série, t. XIII, p. 100; 1908.

L'auteur s'est proposé de déterminer avec toute la précision possible l'indice, la longueur d'onde et l'intensité des raies du spectre infra-rouge de quelques métaux alcalins : sodium, potassium, rubidium et césium. Après un historique très soigné de la question et une critique sévère des quatre méthodes qui permettent d'observer le rayonnement aux grandes longueurs d'onde, il se décide pour la pile thermo-électrique de Rubens actionnant un galvanomètre à triple cuirasse de Dubois-Rubens, construit par la maison Siemens et Halske, et suspendu par la méthode de W.-H. Julius.

L'examen d'un spectre calorifique revient à exposer au rayonnement la partie sensible, étroite, de l'appareil successivement en divers endroits du spectre, à noter l'endroit et à observer l'écart de la partie mobile à l'aide d'une échelle et d'une lunette. Comme dans la méthode d'enregistrement de Langley, dans les expériences de M. Moll, le miroir du galvanomètre projette une image ponctuelle sur une plaque photographique ; seulement l'enregistrement continu appliqué par le physicien américain a été remplacé par le tracé d'une série de points, et la rotation continue de la table portant le prisme

de sel gemme a été remplacée par une rotation intermittente. L'émission des métaux alcalins n'ayant été examinée par les observateurs qui ont précédé M. Moll que jusqu'à $4,5 \mu$ environ, il a paru intéressant de poursuivre cet examen dans le domaine des grandes longueurs d'onde.

La table du spectromètre est commandée par une vis tangente reliée d'autre part à un système de rouages qui peut être arrêté par une cheville. Cette cheville est retirée par un électro-aimant, et arrête de nouveau le mécanisme lorsque la vis a fait $1/10$ de tour; cela correspond à une rotation de la table du spectromètre de $24'',5$. Telle est donc la quantité dont change, à chaque déplacement du spectromètre, l'angle sous lequel le faisceau de rayons parallèles tombe sur la première face réfringente du prisme de sel gemme; et la déviation des rayons qui traversent systématiquement le prisme se modifie du double. C'est par une série de courants momentanés, qui déclenchent le mouvement, que le spectre se promène sur la pile; deux espèces successives de rayons qui viennent frapper la pile se distinguent par une différence de déviation de $49''$; d'ordinaire les écarts du galvanomètre étaient enregistrés automatiquement; on enregistre successivement le zéro, puis l'écart du galvanomètre. L'étude automatique d'une espèce donnée de rayons dure trente-six secondes, desorte qu'un spectre s'étendant de $0,7 \mu$ à 6μ peut être enregistré par deux cents couples de points en deux heures.

L'auteur a complété ses recherches par l'étude du spectre infrarouge du mercure, à l'aide d'une lampe à arc de mercure fermée par une plaque de sel gemme; il a examiné plus d'une fois le spectre jusqu'à 10μ ; mais au delà de $1,7 \mu$ il n'a plus trouvé d'émission.

W.-T.-H. MOLL. — La dispersion du sel gemme.
Archives néerlandaises, 2^e série, t. XIII, p. 135; 1908.

En déterminant la courbe de dispersion du sel gemme, MM. Rubens et Langley se sont servis de la formule de Ketteler :

$$n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\mu^2 - \mu_1^2} - \frac{M}{\mu_2^2 - \mu^2}.$$

Le principe de leur méthode était le même. Un spectre de diffraction est projeté sur la fente d'un spectromètre à prisme. Le faisceau, formé de rayons dont la longueur d'onde est connue, est réfracté

par le prisme de sel gemme. La direction du faisceau émergent est déterminée au moyen d'un radiomètre ou d'un bolomètre, et de là est déduite la déviation. Enfin l'indice a été calculé au moyen de cette déviation et de l'angle réfringent du prisme. Les deux observateurs ont ensuite calculé les constantes de la formule de Ketteler qui représentent le mieux leurs mesures; connaissant ces constantes, M. Moll compare les mesures de MM. Rubens et Langley; le désaccord des longueurs d'onde passe par un maximum vers 3μ .

W.-H. JULIUS. — Longueurs d'onde de bandes d'émission et d'absorption observées dans l'infra-rouge. — *Archives néerlandaises*, 2^e série, t. XIII, p. 143; 1908.

Dans des recherches faites de 1887 à 1891, M. W.-H. Julius avait étudié quelques spectres d'émission et d'absorption infra-rouges et avait tout simplement publié ses résultats dans la forme donnée par l'observation directe, c'est-à-dire en écarts galvanométriques et angles de déviation minima, réduits à la température de 10° . Comme l'angle réfringent du prisme était également connu, les indices de réfraction du sel gemme, pour des ondes correspondant aux minima observés, étaient donc donnés implicitement.

La température à laquelle se rapportent les courbes de dispersion comparées entre elles par M. Moll étant $+ 20^{\circ}$, M. W.-H. Julius a révisé ses nombres et calculé les indices de réfraction de sel gemme résultant de ces anciennes mesures pour la même température; cela fait, il a utilisé les courbes de dispersion résultant des mesures de MM. Rubens et Langley pour déterminer les longueurs d'onde correspondant à ses mesures d'indice, et il a cru utile de publier encore une fois les résultats auxquels il était arrivé anciennement et qui peuvent encore être utiles.

H. BREMEKAMP. — Considérations sur les formules de dispersion.
Archives néerlandaises, 2^e série, t. XIII, p. 316.

Pour arriver d'une manière simple aux équations de la propagation de la lumière dans un milieu réfringent, l'auteur part des hypothèses suivantes :

- 1^o Chaque molécule contient un nombre pair d'électrons ;
- 2^o Ces électrons se présentent par couples, les deux électrons d'un même couple ayant des charges égales et contraires ;

3° Les électrons positifs sont liés à des points fixes de la molécule, les négatifs peuvent se mouvoir dans toutes les directions autour d'une position d'équilibre dont ils ne s'écartent que très peu. Ils sont soumis à une force dirigée vers cette position et proportionnellement au déplacement. En outre, il peut y avoir une résistance proportionnelle à la vitesse de l'électron ;

4° Les différents électrons d'une molécule se meuvent indépendamment les uns des autres. Sous l'influence des forces susdites, ils peuvent exécuter des vibrations simples ayant des périodes inégales pour les différents électrons.

L'auteur arrive alors à la formule bien connue de Ketteler et la compare aux expériences de MM. Rubens et Nichols (détermination pour quelques substances de la longueur d'onde des rayons du spectre infra-rouge qui sont les plus absorbés). Il trouve que le quotient du carré de la charge de l'électron par sa masse, aussi bien pour les électrons positifs que pour les électrons négatifs, augmente régulièrement à mesure que la fréquence des vibrations propres s'élève. Ce résultat ne s'accorde pas avec l'idée générale qui consiste à regarder la charge d'un électron comme une quantité élémentaire d'électricité et à considérer tous les électrons, du moins tous les électrons négatifs, comme égaux entre eux, à moins qu'on ne suppose les électrons dont il s'agit ici liés à des masses matérielles différentes (auquel cas il faudrait abandonner l'idée que toute masse pourrait être considérée comme masse électromagnétique).

Des considérations, dans le détail desquelles nous n'entrerons pas, semblent montrer à l'auteur que la formule de Ketteler qui, en général, représente d'une manière satisfaisante la relation entre la longueur d'onde et l'indice de réfraction, est en défaut dans certains cas (en particulier peut-être quand on a deux raies spectrales très voisines), et notamment que la signification des constantes doit être différente de celle qu'indique la théorie.

M. Bremekamp montre que l'on peut retrouver la formule de Ketteler, avec une signification un peu différente des coefficients, en regardant une molécule comme un seul système à (au moins) autant de degrés de liberté qu'il y a de raies dans le spectre de la substance considérée, et dont les modes de mouvement normaux correspondent à ces raies spectrales. L'auteur termine son travail en analysant les conclusions auxquelles Drude a été conduit sur les

propriétés des électrons et sur le nombre qu'en contiennent les molécules de diverses substances.

P. ZEEMAN. — Recherches sur la décomposition magnétique des raies spectrales. *Archives néerlandaises*, 2^e série, t. XIII, p. 260; 1908.

La théorie et l'expérience montrent que, selon toute probabilité, le degré de décomposition des raies spectrales est proportionnel à l'intensité du champ où se trouve la source lumineuse; inversement, la décomposition magnétique des raies spectrales permet de trouver l'intensité du champ à la fois en tous les points d'une ligne droite.

L'auteur étudie, dans les champs peu intenses, mais hétérogènes, l'*asymétrie* de la décomposition des raies spectrales prévue théoriquement par M. Voigt. D'après cette théorie et dans le cas où on a affaire à une division en *triplet*, la composante située du côté du rouge doit être plus rapprochée de la composante centrale que celle qui est placée du côté du violet; enfin, la *grandeur de l'asymétrie*, c'est-à-dire le rapport des distances des composantes extrêmes à la raie médiane serait indépendante de l'intensité du champ. M. P. Zeeman a soumis à l'épreuve la raie mercurielle jaune 5791 qui subit une décomposition asymétrique; au point de vue de l'*intensité*, il y a asymétrie dans le sens voulu par la théorie; mais la grandeur de l'asymétrie n'est pas constante, cette asymétrie diminuant presque de moitié lorsque l'intensité du champ s'abaisse de 30 000 à 15 000 gauss.

Enfin l'auteur a, pour la première fois, appliqué la méthode des plaques parallèles à moitié argentées de Fabry et Pérot à la décomposition des raies spectrales, en utilisant l'étalon de 5 millimètres. Ces expériences confirment la réalité des résultats relatifs à la division asymétrique obtenus par la première méthode et montrent que cette asymétrie subsiste dans des champs peu intenses avec une valeur qui semble proportionnelle à l'intensité du champ.

En calculant, d'après M. Lorentz, le rapport $\frac{e}{m}$ au moyen des expériences précédentes, M. Zeeman arrive à cette conclusion que le nombre des électrons qui participent à l'émission de la raie 5791 est du même ordre de grandeur que le nombre des atomes, tandis que MM. Hallo, Geest, Jean Becquerel arrivent, pour les substances qu'ils ont examinées, au résultat inverse que: un petit nombre seulement des atomes participent, à un instant donné, à l'émission ou à l'absorption.

JEAN BECQUEREL et H. KAMERLINGH-ONNES. — The absorption spectra of the compounds of the rare earths at the temperatures obtainable with liquid hydrogen, and their change by the magnetic field (Les spectres d'absorption des composés des terres rares aux températures atteintes avec l'hydrogène liquide, et leur variation sous l'influence du champ magnétique). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 103.

Les recherches de M. Jean Becquerel ont prouvé que les spectres d'absorption des composés des terres rares refroidis à la température de l'air liquide peuvent servir à acquérir de nouvelles données sur la nature, le nombre et le mouvement des électrons qui prennent part à la formation de ces spectres. Il a semblé aux auteurs qu'il était très important de continuer ces recherches aux températures atteintes avec l'hydrogène liquide, qui sont à la fois si basses et si particulièrement adaptées pour révéler les forces que la matière pondérable exerce sur les électrons.

L'influence des variations de température sur les spectres d'absorption paraît se résumer dans la loi suivante, qui est probablement générale : *il existe pour chaque bande d'absorption une température à laquelle l'absorption passe par un maximum*. La plupart des bandes ont leur maximum à basse température et elles augmentent d'intensité quand on abaisse leur température ; plus rarement le maximum est à la température ordinaire et l'absorption diminue sans cesse quand on abaisse la température jusqu'à la solidification de l'hydrogène (-259°).

Phénomènes magnéto-optiques. — L'axe optique d'un cristal uniaxe étant orienté parallèlement au champ magnétique et au faisceau lumineux, si on analyse simultanément les spectres de deux vibrations circulaires inverses, on trouve : 1° que l'écart des bandes d'absorption des vibrations droites et gauches dans un même champ magnétique — qu'il s'agisse de celles dont le sens de la séparation magnétique est inverse aussi bien que de celles dont le sens est conforme au phénomène de Zeeman ordinaire — reste invariable jusqu'à 239° C., ce qui apporte un solide appui à l'hypothèse des électrons positifs ; 2° aux très basses températures, on observe pour beaucoup de bandes une dissymétrie d'intensité entre les composantes correspondant aux deux vibrations circulaires (cette dissymétrie, observée lorsque le faisceau est parallèle au champ, n'est expliquée par aucune théorie actuelle).

Enfin l'étude des cristaux biaxes conduit, si l'on admet que l'ab-

sorption est due à des électrons soumis à une force quasi électrique, aux conclusions suivantes :

1° La masse de ces électrons dépend de la direction du mouvement ; la variabilité de cette masse électromagnétique pourrait résulter d'une forme ellipsoïdale de l'électron ;

2° Comme les bandes ont sensiblement la même position dans les trois spectres obtenus en mettant successivement les directions principales du cristal parallèlement au champ magnétique, les trois constantes des forces quasi électriques sont proportionnelles aux trois masses principales.

H.-G. VAN DE SANDE BAKHUYZEN. — La réfraction astronomique d'après une distribution de la température atmosphérique déduite de sondages en ballon. — *Archives néerlandaises*, 2° série, t. XIII, p. 342 ; 1908.

Les diverses théories relatives à la réfraction de la lumière des corps célestes dans notre atmosphère se fondent sur cette hypothèse que les couches d'air d'égale densité sont limitées par des surfaces sphériques concentriques, et que leur température, ou leur densité, et par conséquent leur pouvoir réfringent, varie de façon bien déterminée avec la hauteur.

Les diverses relations entre la température de l'air et la hauteur servant de base aux diverses théories ont été choisies de telle façon que : 1° elles ne s'écartent pas trop de la distribution de température dans l'atmosphère, telle qu'on croyait pouvoir l'admettre à l'époque où la théorie fut établie ; 2° que la formule qui s'en déduisait pour la réfraction dans une couche infiniment mince, à une hauteur quelconque, fût convenablement intégrable.

Dans la dernière dizaine d'années, notre connaissance de la distribution de la température dans l'atmosphère est devenue beaucoup plus exacte et plus étendue. L'auteur s'est proposé d'en déduire une meilleure théorie de la réfraction astronomique. Il a commencé par dresser un tableau des températures à des altitudes de 0 à 16 kilomètres par ciel serein pour chaque saison en utilisant les données actuelles les plus certaines ; puis il a déterminé la réfraction conformément à cette distribution des températures et conformément à la théorie d'Ivory, et il arrive aux conclusions suivantes, pour les distances zénithales comprises entre 85° et 90° :

1° La réfraction astronomique déduite de la distribution des tem-

pératures qu'on doit admettre aujourd'hui diffère notablement de celle qu'on déduit de la théorie d'Ivory ;

2° Les différences entre les réfractions aux diverses saisons sont à peu près du même ordre que les écarts eux-mêmes.

E. MATHIAS.

C. MICULESCU. — Mesure du diamètre intérieur des tubes capillaires à l'aide du microscope. — *Bull. de la Société des Sciences de Bucarest*; septembre-décembre 1907.

La méthode de Desains a le grave inconvénient de détériorer le tube. M. Miculescu se base sur ce fait que les rayons lumineux situés dans le plan vertical passant par l'axe du tube posé horizontalement, traversent le haut et le bas du tube comme deux lames à faces parallèles. A l'aide d'un microscope mobile par une vis micrométrique, disposé comme pour la mesure des indices par la méthode du duc de Chaulnes, il vise successivement des poussières situées sur les génératrices internes déterminées dans le tube par ce plan vertical, et, du déplacement du microscope, il déduit le diamètre intérieur. La méthode permet d'étudier le calibrage d'un tube.

D. NEGREANU. — La méthode stroboscopique appliquée à l'étude comparative des vitesses de rotation de deux disques qui tournent en sens contraires. — *Bull. de la Société des Sciences de Bucarest*; septembre-décembre 1907.

Deux disques verticaux de verre, parallèles et ayant le même axe, portent chacun n secteurs opaques et tournent en sens contraires (ceci peut se réaliser avec les plateaux de la machine de Wimshurst). Si les vitesses sont égales, l'observateur croit voir $2n$ secteurs opaques et $2n$ espaces éclairés immobiles. Si les vitesses sont seulement voisines, l'observateur voit le même nombre de secteurs, mais ils lui semblent tourner lentement dans le sens du mouvement du plateau qui va le plus vite.

CH. TOUREN.

ERRATUM

Page 83, ligne 22, au lieu de $p = \frac{p_n + p}{2}$, lire $p = \frac{p_n + p_1}{2}$.

Page 93, ligne 17, au lieu de à 0° C., lire 100° C.

MODIFICATIONS NORMALES ET ANORMALES, SOUS L'INFLUENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE, DE CERTAINES BANDES DES SPECTRES D'ÉMISSION DE MOLÉCULES DE DIVERS CORPS A L'ÉTAT GAZEUX;

Par M. A. DUFOUR (1).

I. — HISTORIQUE.

On sait que les différents spectres se comportent, au point de vue du phénomène de Zeeman, de la manière suivante (2) :

1° **Spectres d'émission.** — Les *spectres de raies* contiennent des raies sensibles à l'action du champ magnétique et parfois des raies insensibles au champ. Pour les premières, la raie simple, quand le champ n'existe pas, se transforme sous l'action du champ en un certain nombre de composantes qui n'ont pas en général la même longueur d'onde que la raie primitive et qui sont polarisées d'une certaine manière, circulairement quand elles sont données par la lumière qui se propage parallèlement au champ, et rectilignement dans deux directions rectangulaires pour la lumière émise perpendiculairement aux lignes de force. Si l'on appelle phénomène de Zeeman *longitudinal*, celui qu'on observe dans le premier cas, on a trouvé que toutes les raies d'émission sensibles au champ, et qu'on a étudiées jusqu'ici, donnent un phénomène de Zeeman longitudinal *normal* dont le caractère est le suivant : la composante dont la longueur d'onde est la plus petite est formée de lumière polarisée circulairement, dont le sens de la vibration est le même que celui des courants d'Ampère relatifs au champ magnétique. Dans le cas de ces raies d'émission, on n'a pas encore trouvé de raies présentant un phénomène de Zeeman longitudinal *anormal* caractérisé, par conséquent, par une rotation en sens inverse des courants d'Ampère pour la composante accélérée.

Relativement aux *spectres de bandes* d'émission, on n'a pas encore trouvé de bandes dont les composantes présentent un phé-

(1) Communication faite à la Société de Physique, séance du 5 juin 1908.

(2) Pour plus de détails, se reporter au livre de M. CORRON : *Sur le phénomène de Zeeman*, et à un article qu'il publiera prochainement dans la *Revue générale des Sciences*.

nomène de Zeeman sensible, dans les champs magnétiques créés jusqu'ici⁽¹⁾.

2° Spectres d'absorption. — Les spectres d'absorption des corps gazeux contiennent des raies qui se comportent comme les raies d'émission, et des bandes dont les composantes sont ou insensibles au champ, ou faiblement modifiées par le champ magnétique, comme on le constate pour l'hypoazotide en vapeur⁽²⁾.

Au contraire, les spectres d'absorption des sels de métaux rares à l'état cristallisé ou dissous contiennent des bandes qui, ainsi que M. J. Becquerel l'a trouvé, présentent un phénomène de Zeeman normal ou anormal suivant les lignes de force; M. J. Becquerel a signalé, comme on sait, parmi ces bandes, quelques-unes donnant un phénomène de Zeeman beaucoup plus grand que celui auquel les raies d'émission nous avaient habitués⁽³⁾.

Tel était donc, très brièvement résumé, l'état de nos connaissances sur la façon dont se comportent les sources lumineuses ou absorbantes dans le champ magnétique, avant les recherches exposées dans la présent mémoire.

Dans un travail dont je vais préciser aujourd'hui la technique et les résultats, j'ai apporté les résultats nouveaux suivants, tous relatifs aux spectres d'émission des gaz :

1° Il existe des bandes, constituées par un ensemble de composantes régulièrement groupées suivant les lois connues⁽⁴⁾, qui sont sensibles à l'action d'un champ magnétique, chaque composante présentant le phénomène de Zeeman, soit parallèlement, soit perpendiculairement aux lignes de force;

2° Parmi ces bandes, les unes donnent le phénomène de Zeeman longitudinal normal, d'autres le phénomène de Zeeman longitudinal anormal;

3° Il existe des raies qui présentent le phénomène de Zeeman longitudinal anormal; à la vérité, il faut dès maintenant remarquer que je n'en ai trouvé qu'un petit nombre et qu'elles n'appartiennent pas, au moins jusqu'à présent, à des séries spectrales.

(1) H. BECQUEREL et DESLANDRES, *C. R.*, 127-18-1898; PURVIS, *Proceedings of the Cambridge Philos. Soc.*, t. 13-vi, p. 354, 1906.

(2) RIGHI, *C. R.*, 127-216-1898 et 128-45-1899; COTTON, *le Phénomène de Zeeman*, p. 99 et 100; A. DUFOUR, *le Radium*, 5-86-1908.

(3) J. BECQUEREL, *C. R.*, 1906-1907; *le Radium*, 3-449-215-1906, 4-49-107-1907, 5-105-1908; *Proc. Amsterdam*, 10-589-1908, etc.

(4) DESLANDRES, *C. R.*, 103-375 et 104-972.

J'ai déjà donné un court résumé de ces différents résultats ⁽¹⁾.

A la même époque, M. Wood ⁽²⁾ a signalé dans le spectre cannelé d'absorption de la vapeur de sodium l'existence de raies au voisinage desquelles le pouvoir rotatoire magnétique de la vapeur est négatif et confiné d'un seul côté de la raie, contrairement à ce qui se passe pour les raies D du sodium, par exemple. Il faut remarquer que M. Wood n'a pas pu constater sur ces raies le phénomène de Zeeman longitudinal anormal.

Enfin M. J. Becquerel ⁽³⁾, en faisant jaillir une étincelle condensée sur une solution de chlorure ou de nitrate d'yttrium, a obtenu des bandes qui se comportent dans le champ magnétique de la même manière que des bandes d'émission du fluorure de calcium, par exemple, que j'avais indiquées antérieurement ⁽⁴⁾.

Ce court historique terminé, avant de passer au détail des expériences, je tiens à remercier M. H. Abraham et M. A. Cotton qui ont suivi de près ce travail et qui m'ont donné de précieux conseils.

II. — TECHNIQUE OPTIQUE EMPLOYÉE. — MESURES

Dispositif expérimental optique. — La source lumineuse, flamme ou partie capillaire d'un tube de Geissler, est placée au centre d'un électro-aimant Weiss horizontal : une lentille convergente donne de la source une image réelle sur une lame demi-onde pour les radiations utilisées et dont l'axe est à 45 degrés de la section principale ici verticale, d'un nicol analyseur ; cette lame, coupée de manière à avoir le bord supérieur horizontal, n'est recouverte que par la moitié de l'image réelle de la source, l'autre moitié se formant dans l'air. Le faisceau lumineux tout entier, rendu parallèle à l'aide d'une lentille, traverse ensuite une lame quart d'onde orientée comme la demi-onde, puis le nicol analyseur, une cuve absorbante qui supprime les radiations gênantes et enfin une lentille qui donne une image réelle de la source et par conséquent du bord de la lame demi-onde sur la fente verticale d'un collimateur réglé sur l'infini et dirigé vers un bon réseau concave de Rowland, le même qui m'a déjà servi dans

(1) A. DUFOUR, *C. R.*, **146**, n° 3, 20 janvier, p. 118 ; n° 5, 3 février, p. 229 ; n° 12, 23 mars, p. 634 ; n° 13, 13 avril, p. 810, 1908.

(2) WOOD, *Philosophical Magazine*, **15-274**, février 1908.

(3) J. BECQUEREL, *C. R.*, **146-683**, 30 mars 1908.

(4) A. DUFOUR, *C. R.*, **146-118**, 20 janvier 1908.

mes précédentes recherches⁽¹⁾. On photographie le spectre du troisième ou du quatrième ordre donné par le réseau en lumière diffractée à peu près normale.

Le dispositif précédent convient pour étudier le phénomène de Zeeman longitudinal: on obtient sur la plaque photographique deux régions juxtaposées correspondant aux rayons qui ont traversé la lame demi-onde et à ceux qui ont passé dans l'air au-dessus d'elle. L'apparence présentée par une raie quand le champ est créé est donc la suivante: il ne reste que la composante droite sur une région de la plaque et la composante gauche sur l'autre; elles s'invertissent quand on change le sens du champ.

Pour étudier le phénomène de Zeeman avec la lumière émise perpendiculairement au champ, il suffit, avec le dispositif précédent, de tourner l'électro-aimant d'un angle droit et de supprimer la lame quart d'onde.

Obtention des clichés. — 1° *Pour la mesure des longueurs d'onde.* On photographie l'un à côté de l'autre le spectre étudié et le spectre de l'arc au fer, soit par poses simultanées soit par poses alternatives, la pose relative à l'arc au fer étant dans ce dernier cas partagée en deux parties, l'une qui précède la photographie du spectre étudié et l'autre qui la suit.

2° *Pour l'étude du phénomène de Zeeman.* On enregistre par une même pose les régions qui donnent le spectre de la source placée dans le champ magnétique, chaque région ne comportant qu'une direction donnée de vibration. Les durées de pose ont en général varié de 30 à 45 minutes par couple de régions.

Mesure des clichés. — Les mesures sur les clichés négatifs originaux ont été faites à la machine à diviser, à l'aide d'un viseur grandissant cinq à six fois, muni d'un réticule à deux fils parallèles; on amène la raie visée soit sur l'un des fils du réticule, soit au milieu de leur intervalle.

Les longueurs d'onde ont été déduites de celles des raies du spectre de l'arc au fer et des tables de MM. Buisson et Fabry⁽²⁾.

(1) A. DUFOUR, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8^e série, 9-361-1907, et *le Radium*, 5-86-1908.

(2) FABRY et BUISSON, *C. R.*, 143-165-1906.

Précision des mesures. — Une unité d'Angström correspond à une distance d'un tiers de millimètre environ pour les clichés faits dans le spectre de troisième ordre du réseau; la machine à diviser donne le $\frac{1}{800}$ de millimètre à chaque pointé, mais comme les composantes des bandes sont en général dégradées d'un certain côté, on ne peut repérer leur place avec autant de certitude que pour une raie fine d'apparence symétrique: en fait, on ne peut guère répondre de plus de $\frac{1}{50}$ de millimètre sur leur position résultant des mesures. En conséquence, si le chiffre des dixièmes d'unité d'Angström peut être considéré comme exact à moins d'un demi-dixième d'U. A. près le chiffre suivant est donné simplement à titre d'indication dans les tableaux numériques ultérieurs.

Pour ce qui concerne les écarts des doublets observés dans le champ magnétique, la précision est bien inférieure encore: à l'erreur possible sur la valeur du champ magnétique dans chaque expérience vient s'ajouter l'erreur due aux pointés où l'on est gêné par la constitution même des radiations étudiées. Si en tant que mesures relatives les résultats obtenus sur un même cliché sont assez satisfaisants, les nombres donnés pour les valeurs absolues des écarts des doublets ne sont que grossièrement approchés, l'erreur peut facilement arriver au $\frac{1}{20}$ et même au $\frac{1}{10}$. Je ne me suis d'ailleurs pas proposé, dans ce présent travail, de mesurer d'une manière précise l'action du champ magnétique sur les composantes des bandes, mais simplement de montrer cette action d'une manière certaine et à cet effet d'en donner surtout l'ordre de grandeur, remettant à plus tard les mesures précises.

III. — EXPÉRIENCES FAITES SUR LES FLUORURES ET CHLORURES ALCALINO-TERREUX.

Les spectres de bandes des fluorures alcalino-terreux ont déjà fait l'objet d'une étude soignée par M. Fabry⁽¹⁾ qui les obtenait par volatilisation des sels dans l'arc électrique (charbons d'arc à flamme). Il a donné les fréquences N des composantes des bandes et les formules

(1) FABRY, C. R., 138-1581-1904 et 140-578-1905; *J. de Phys.*, 4^e série, 4-245-1905; *Astrophys. Journal*, 21, n° 4, mai 1905.

du type de M. Deslandres $N \equiv A \pm (Bm + C)^2$ qui les relient entre elles et dans lesquelles B seul peut être positif ou négatif. Ces bandes sont d'ailleurs renversables comme l'a montré Walter (1), puis Humphreys (2). De nouvelles mesures ont été données par Rösch (3) sur ces spectres produits dans l'arc.

Cette étude a été reprise et étendue aux différents composés alcalinö-terreux halogénés par Morgan Ohmsted (4), qui volatilise, dans la flamme d'un chalumeau alimenté par du gaz d'éclairage et de l'oxygène, ces différents sels.

Source lumineuse employée. — J'ai utilisé un procédé tout à fait analogue au précédent pour obtenir les spectres des corps que j'ai étudiés au point de vue du phénomène de Zeeman. Le sel est projeté à l'état de poudre fine et sèche dans la flamme d'un chalumeau oxyacétylénique ; il y est immédiatement volatilisé et émet alors son spectre propre, ainsi que celui des produits de sa dissociation ou de sa décomposition par réaction chimique sur les gaz de la flamme.

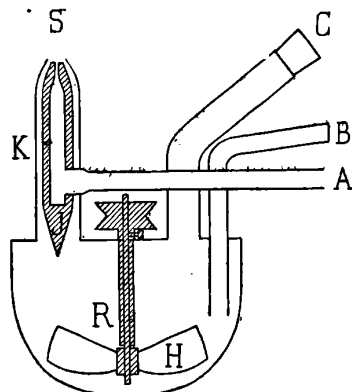


FIG. 1.

La fig. 1 représente le chalumeau et l'appareil projecteur employés. Le mélange d'acétylène et d'oxygène arrive par le tube A et vient brûler en S en donnant une flamme verticale, bleue, très peu lumineuse et très chaude. Le sel en poudre, versé par le tube C,

(1) WALTER, *Physik. Zeitschrift*, 9-233-1908.

(2) HUMPHREYS, *Astrophys. Journal*, 22, n° 3, p. 220, 1905.

(3) RÖSCH, *Inaug. Dissert. Bonn*, 1906.

(4) OHMSTED, *Beiblätter*, 31-283-1907.

qu'on referme aussitôt par un bouchon, arrive dans le réservoir R, dans lequel peut tourner très rapidement une hélice H mue à l'aide d'une poulie reliée à un moteur électrique. A cause de la rotation de l'hélice H dans un sens convenable, il se produit un nuage permanent formé du sel en poussière constamment projeté de bas en haut. Un courant d'air sec, arrivant par le tube B, entraîne la poudre en suspension jusque dans la flamme au travers de l'espace annulaire compris entre les tubes J et K. On obtient une flamme très éclairante d'éclat suffisant pour l'étude au réseau⁽¹⁾.

Les dimensions de l'appareil sont assez petites pour qu'on puisse l'introduire en entier entre les deux bobines d'un électro-aimant Weiss ordinaire (diamètre des noyaux = 7 cm.) ; on a en général opéré avec des entrefers de 8 millimètres donnant un champ de 13 700 unités environ pour les observations faites dans le sens des lignes de force et un champ de 17 000 quand les trous des pièces polaires sont bouchés pour l'observation dans le sens perpendiculaire au champ.

REMARQUE. — Pour avoir plus de certitude dans la désignation des bandes qui présentent le phénomène de Zeeman, j'ai mesuré à nouveau les longueurs d'onde de leurs composantes. Les nombres donnés dans la seconde colonne des tableaux numériques qu'on trouvera plus loin sont donc les longueurs d'onde dans l'air des composantes des bandes déduites des mesures faites sur mes clichés. Les valeurs des intensités inscrites dans la colonne suivante sont données simplement à titre d'indication pour qu'on puisse voir le sens dans lequel les bandes sont dégradées ; les nombres sont d'autant plus grands que l'intensité est plus forte

Fluorure de calcium. — Toutes les bandes du fluorure de calcium, assez intenses pour que j'aie pu les voir, ont paru sensibles à l'action du champ magnétique, mais à des degrés divers. Ainsi les bandes appelées B₁ et B₂ par M. Fabry et pour lesquelles la constante B de la formule des fréquences est positive, subissent une très faible modification dans le champ, tandis que les bandes C, D, D', D'', D''', pour lesquelles la constante B seule a changé de signe, donnent une

(1) Il est indispensable de mettre les appareils et l'opérateur à l'abri des vapeurs qui s'échappent de la flamme. A cet effet, un ventilateur aspire ces produits immédiatement au-dessus de l'électro-aimant et les rejette au dehors du laboratoire.

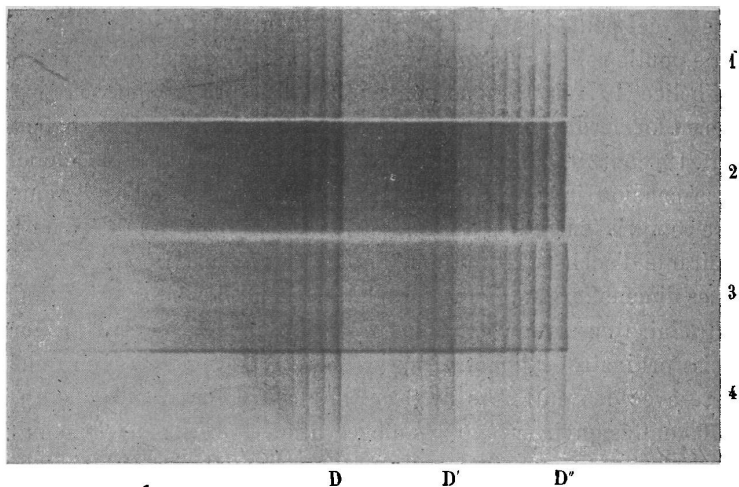


FIG. 2. — Phénomène de Zeeman longitudinal présenté par le spectre d'émission du fluorure de calcium (1 et 4 sans champ, 2 et 3 avec champ).

La bande D'' qui part de $\lambda = 6064,49$ est normale; la bande D' ($\lambda = 6050,81$) et la bande D ($\lambda = 6036,96$) sont anormales avec résidu ($H = 13700$).

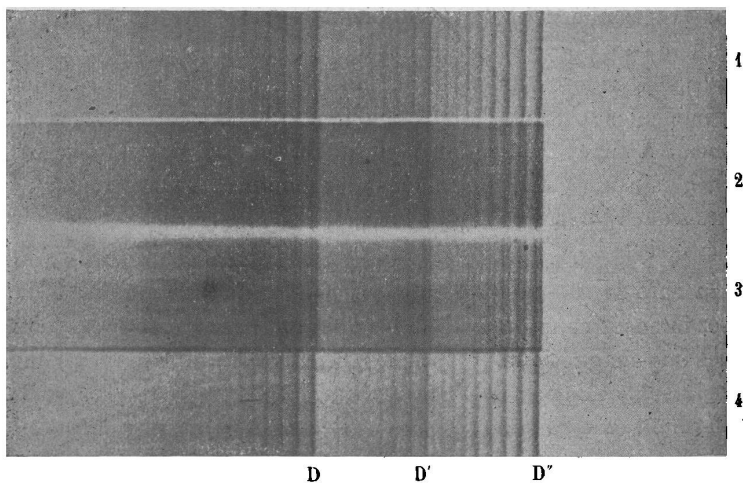


FIG. 3. — Phénomène de Zeeman (observation perpendiculaire au champ) présenté par le spectre d'émission du fluorure de calcium (1 et 4 sans champ; 2 et 3 avec champ; la région 2 est formée des vibrations perpendiculaires au champ).

Les bandes D'' et D' donnent un quadruplet inverse; la bande D donne un même doublet pour les deux directions de vibration ($H = 17000$).

modification très notable. Je signale de suite que C et D''' très peu intenses présentent le phénomène de Zeeman longitudinal anormal, et j'insisterai seulement sur D, D', D'', très intenses et que j'ai photographiées.

Au sujet de ces trois bandes D, D', D'', M. Henri Becquerel⁽¹⁾ a émis l'opinion qu'elles étaient dues à un spectre de terres rares et qu'elles correspondaient au groupe orangé (λ 607 $\mu\mu$ -602 $\mu\mu$) du samarium : il a reconnu d'ailleurs lui-même⁽²⁾ qu'après avoir varié les conditions des expériences, il ne pouvait maintenir cette conclusion.

Ces bandes D, D', D'' du fluorure de calcium sont formées de composantes qui sont toujours à bord net du côté du rouge et dégradées de l'autre côté ; dans chaque bande les composantes vont en diminuant d'intensité en allant du rouge vers le violet ; au total, les bandes et leurs composantes sont dégradées du côté des petites longueurs d'onde.

On trouvera à la page 246 le tableau des résultats de l'étude du phénomène de Zeeman pour le fluorure de calcium ; les photographies 2 et 3 reproduisent les clichés originaux avec un agrandissement égal à 2,5 environ.

Il faut remarquer que la polarisation circulaire incomplète des doublets des bandes D et D' pour le phénomène de Zeeman longitudinal n'est pas due à un défaut de réglage puisqu'on obtient, en même temps que D, D', sur la même plaque, la bande D'' qui est normale et dont les doublets présentent une polarisation circulaire pure. Ces faits ont été vérifiés plusieurs fois avec beaucoup de soin aussi bien sur le spectre d'émission de la vapeur de fluorure de calcium que sur son spectre d'absorption. Un phénomène analogue avait été déjà constaté⁽³⁾ sur des bandes d'absorption de certains cristaux de terres rares.

L'existence de ces résidus de polarisation paraît devoir être très importante pour l'explication des phénomènes de Zeeman longitudinaux anormaux. Nous verrons que les autres bandes anormales étudiées ici présentent un même résidu, mais je n'ai pas fait pour elles la même étude soignée que pour les bandes du fluorure de

(1) H. BECQUEREL, *C. R.*, **146**, n° 4, 27 janvier, p. 154 à 156, et n° 6, 10 février, p. 257, 1908 ; *le Radium*, **5**, n° 4, avril, p. 112, 1908.

(2) H. BECQUEREL, *C. R.*, **146**, n° 9, 2 mars 1908 ; *Sur quelques spectres de phosphorescence*, p. 444 et 445.

(3) J. BECQUEREL, *Proceed. Amsterdam*, **10**-559-1908.

Résultats de l'étude du phénomène de Zeeman sur certaines bandes du spectre d'émission du fluorure de calcium.

Numéro d'ordre arbitraire	Longueur d'onde en U. A.	Intensité	Observation faite parallèlement au champ (ramenée à $H = 10\ 000$)	Schémas	Observation faite perpendiculairement au champ (ramenée à $H = 10\ 000$)
Bande D					
7	6026,65	1	Phénomène anormal. (La polarisation circulaire est incomplète.) L'écart du doublet est d'environ $-0,31$ U. A.		
6	6027,91	2			
5	6029,48	3			
4	6031,15	4			
3	6032,97	5			
2	6034,91	6			
1	6036,96	7			
Bande D'					
5	6043,69	1	Même résultat que pour la bande D. L'écart du doublet est d'environ $-0,22$ U. A.		
4	6045,24	2			
3	6046,90	3			
2	6048,84	4			
1	6050,81	5			
Bande D''					
9	6051,77	1	Phénomène normal. Cette fois la polarisation circulaire est complète. L'écart du doublet est d'environ $+0,30$ U. A.		
8	6052,86	2			
7	6054,10	3			
6	6055,48	4			
5	6057,01	5			
4	6058,70	6			
3	6060,49	7			
2	6062,40	8			

Chaque composante donne un doublet égal pour les deux directions de vibrations d'environ $0,31$ U. A.

Chaque composante paraît donner un quadruplet inverse.

Chaque composante donne un quadruplet nettement inverse. L'écart des doublets est d'environ $0,30$ U. A. et $0,41$ U. A.

calcium, car les lames demi-onde et quart d'onde n'étaient pas rigoureusement demi-onde et quart d'onde pour les autres régions du spectre; néanmoins il semble que cette polarisation circulaire incomplète soit générale pour les bandes anormales de ces corps.

Enfin, dans le cas particulier du fluorure de calcium, il faut remarquer que l'on a un exemple de bande donnant, perpendiculairement aux lignes de force, un quadruplet inverse; ceci est intéressant, car on a trouvé bien peu de raies donnant le même phénomène.

Chlorure de calcium. — Je n'ai étudié pour ce corps que les trois bandes que j'appelle Δ , Δ' et Δ'' et qui correspondent aux précédentes D, D', D' du fluorure de calcium, mais avec des composantes plus serrées.

On remarquera que ces bandes se comportent dans le champ magnétique d'une manière tout à fait analogue à celles du fluorure. J'ai retrouvé cette même similitude dans les bandes du bromure de calcium que j'ai aussi étudiées.

Résultats de l'étude du phénomène de Zeeman sur certaines bandes du spectre d'émission du chlorure de calcium.

Numéro d'ordre arbitraire	Longueur d'onde en U. A.	Intensité	Observation faite parallèlement au champ (ramenée à H = 10 000)	Observation faite perpendiculairement au champ (ramenée à H = 10 000)
Bande Δ				
7	6180,03	1	Phénomène anormal.	Chaque composante
6	6180,56	2	(Polarisation circulaire incomplète).	donne un doublet
5	6181,15	3		égal pour les deux
4	6181,82	4	L'écart du doublet est d'environ $-0,34$	directions de vibration d'environ $0,34$
3	6182,65	5	U. A.	U. A.
2	6183,60	6		
1	6184,56	7		
Bande Δ'				
2	6192,20	2	Phénomène anormal.	Paraît donner un quadruplet inverse.
1	6193,04	3		
Bande Δ''				
5	6207,68	3	Phénomène normal	Chaque composante
4	6208,44	4	(Polarisation circulaire complète).	paraît donner un quadruplet inverse.
3	6209,32	5		L'écart des doublets est d'environ $0,34$
2	6210,24	6	L'écart du doublet est d'environ $+0,34$	U. A. et $0,36$ U. A.
1	6211,25	7	U. A.	

*Résultats de l'étude du phénomène de Zeeman sur certaines bandes
du spectre d'émission du fluorure de strontium.*

Numéro d'ordre arbitraire	Longueur d'onde en U. A.	Intensité	Observation faite parallèlement au champ (ramenée à $H = 10\ 000$)	Observation faite perpendiculairement au champ (ramenée à $H = 10\ 000$)
Bande D'				
9	6409,57	1,1	Probablement phéno- mène normal. ??	??
8	6410,65	1,3		
7	6411,73	1,5		
6	6412,84	1,7		
5	6414,07	1,9		
4	6415,23	2,1		
3	6416,46	2,3		
2	6417,64	2,5		
1	6418,82	2		
Bande E				
10	6483,96	5,5	Phénomène anormal. L'écart du doublet est d'environ $-0,40$ U. A.	Chaque composante donne un doublet égal pour les deux directions de vibra- tion, d'environ $0,40$ U. A.
9	6486,84	6		
8	6489,71	6,5		
7	6492,75	7		
6	6495,85	7,5		
5	6498,95	8		
4	6502,08	8,5		
3	6505,27	9		
2	6508,52	9,5		
1	6511,84	10		
Bande E'				
6	6510,79	1,5	Phénomène anormal, comme pour la bande E. L'écart du doublet est d'envi- ron $-0,40$ U. A.	Se comporte comme la bande E.
5	6514,02	1,6		
4	6517,31	1,7		
3	6520,63	1,8		
2	6524,00	1,9		
1	6527,39	2		
Bande E''				
8	6610,18	1,5	Phénomène normal. L'écart du doublet est d'environ $+0,43$ U. A.	Chaque composante donne encore un doublet égal pour les deux directions de vibration, d'en- viron $0,43$ U. A.
7	6613,21	2		
6	6616,35	2,5		
5	6619,39	3		
4	6622,59	3,5		
3	6625,86	4		
2	6629,09	4,5		
1	6632,43	5		
Bande E'''				
4	6644,96	0,2	Probablement phéno- mène anormal. ??	??
3	6648,39	0,3		
2	6651,85	0,4		
1	6655,40	0,5		

Fluorure de strontium. — Je désigne les bandes du fluorure de strontium de la même manière que M. Fabry. La bande B_2 (vers

$\lambda = 578$) qu'on voit assez facilement, donne un phénomène de Zeeman très petit, dans le genre de celui des bandes B du fluorure de calcium. Les autres bandes D', E, E', E'', E''' que j'ai photographiées donnent un phénomène notable; pour la bande D', dont les composantes sont peu intenses et assez serrées, les clichés ne peuvent renseigner nettement, car les doublets empiètent les uns sur les autres; au contraire, pour E, E', E'', les résultats ne sont pas douteux, E'' a une intensité trop faible pour qu'on puisse être affirmatif. On trouvera à la page 248 le tableau numérique relatif à ce corps.

Résultats de l'étude du phénomène de Zeeman sur certaines bandes du spectre d'émission du chlorure de strontium.

Numéro d'ordre arbitraire	Longueur d'onde en U. A.	Intensité	Observation faite parallèlement au champ (ramenée à $H = 10\,000$)	Observation faite perpendiculairement au champ (ramenée à $H = 10\,000$)
Bande e				
4	6485,16	1,6	Probablement phénomène anormal.	Chaque composante paraît donner un doublet symétrique.
3	6486,96	1,8		
2	6488,83	2		
1	6490,85	2		
Bande f				
7	6596,01	1	Phénomène anormal. L'écart du doublet est d'environ $-0,43$ U. A.	Chaque composante donne un quadruplet presque symétrique, qui serait inverse, et dont les doublets sont d'environ $0,43$ U. A. et $0,41$ U. A.
6	6598,86	2		
5	6601,73	3		
4	6604,57	4		
3	6607,52	5		
2	6610,55	6		
1	6613,59	7		
Bande g				
6	6604,95	2	Phénomène anormal. L'écart du doublet est d'environ $-0,40$ U. A.	Se comporte comme la bande f. Les doublets seraient d'environ $0,40$ U. A. et $0,39$ U. A.
5	6607,83	3		
4	6610,76	4		
3	6613,72	5		
2	6616,74	6		
1	6619,81	7		
Bande h				
6	6729,10	1,5	Phénomène normal. L'écart du doublet est d'environ $+0,48$ U. A.	Chaque composante donne un quadruplet normal dont les doublets sont d'environ $0,48$ U. A. et $0,25$ U. A.
5	6732,12	2		
4	6735,28	2,5		
3	6738,25	3		
2	6741,41	3,5		
1	6744,61	4		
Bande i				
6	6739,92	0,5	Phénomène anormal. L'écart du doublet est d'environ $-0,48$ U. A.	Chaque composante donne un doublet qui paraît être égal pour les deux directions de vibration, d'environ $0,48$ U. A.
5	6743,07	0,7		
4	6746,22	0,9		
3	6749,19	1,1		
2	6752,44	1,3		
1	6755,51	1,5		

Chlorure de strontium. — Ce corps donne un des plus beaux spectres de toute cette série; on y trouve un grand nombre de bandes, les composantes de toutes ces bandes étant dégradées vers le violet et diminuant d'intensité en allant vers le violet, comme cela se présente d'ailleurs pour les bandes contenues dans les trois tableaux précédents. Sur les clichés obtenus, on trouve deux bandes (c) et (d) très intenses, la première partant de $\lambda = 6358,58$ et la seconde de $\lambda = 6362,39$ et dont les composantes sont mélangées à partir d'un certain moment; elles sont toutes deux très nettement sensibles au champ magnétique, mais elles donnent un phénomène beaucoup plus compliqué que les autres bandes étudiées dans ce mémoire; je ne parlerai pas ici de ces bandes, remettant à une publication ultérieure les résultats que leur étude m'a fournis. Je me limiterai aux bandes (e), (f), (g), (h), (i), qui sont rapportées dans le tableau de la page 249.

Il faut remarquer dans ce tableau la bande (h) qui donne un quadruplet normal bien net, le premier rencontré ici, et qui rappelle, tout en étant un peu plus grand, le quadruplet donné par la raie D₁ du sodium.

Résultats de l'étude du phénomène de Zeeman sur certaines bandes du spectre d'émission du fluorure de baryum.

Numéro d'ordre arbitraire	Longueur d'onde en U. A.	Intensité	Observation faite parallèlement au champ (ramenée à H = 10 000)	Observation faite perpendiculairement au champ (ramenée à H = 10 000)
Bande A				
2	4950,85	10	Phénomène anormal.	Chaque composante donne un quadruplet presque symétrique et qui serait peut-être inverse.
3	4952,66	9	L'écart du doublet est d'environ — 0,24 U. A.	
4	4954,33	8		
5	4955,97	7		
6	4957,52	6		
7	4959,03	5		
8	4960,47	4		
9	4961,77	3		
10	4962,97	2		
11	4964,22	1		
Bande B				
15	4992,23	1,5	Phénomène anormal.	??
16	4995,13	1	L'écart du doublet est d'environ — 0,12 U. A.	
Bande C				
18	5000,71	6	Phénomène normal.	??
19	5003,74	5,5	L'écart du doublet est d'environ + 0,24 U. A.	
20	5006,71	5		
21	5009,54	4,5		
22	5012,29	4		
23	5015,08	3,5		

Fluorure de baryum. — Les bandes du fluorure de baryum que j'ai étudiées se trouvent dans le bleu ; il n'y en a qu'une qui soit intense, c'est la bande A. Les photographies ont été pénibles à faire à cause du peu d'éclat de la flamme. Le tableau de la page 250 donne les résultats obtenus ; cette fois les bandes et les composantes sont dégradées vers le rouge.

Les écarts des doublets trouvés sont plus petits que les précédents ; il ne faut pas s'en étonner, car les longueurs d'onde sont plus petites que dans le cas du calcium et du strontium ; en outre, il ne paraît pas y avoir de relation à établir entre ce spectre et les précédents, puisque la texture des bandes n'est plus la même.

Chlorure de baryum. — Pour ce corps comme pour le précédent, les photographies ont été difficiles. En observant visuellement avec un oculaire les modifications éprouvées par le spectre sous l'influence du champ magnétique, on a eu les résultats suivants dont quelques-uns sont naturellement moins certains que ceux donnés par les photographies : on trouve d'abord les bandes M et P constituées par des composantes dégradées vers le rouge, tandis que les bandes mêmes sont dégradées vers le violet ; à cause de l'enchevêtrement de ces deux bandes, il est difficile de voir nettement comment se comporte la bande M sous l'action du champ ; on rencontre ensuite en allant vers le rouge une bande faible ($\lambda = 5166,08$), qui paraît donner le phénomène de Zeeman longitudinal anormal ainsi que les bandes $\lambda = 5192,16$ et $\lambda = 5241,50$ (bande Q) ; tandis que les bandes $\lambda = 5168,17$ très peu intense et $\lambda = 5244,30$ (bande R) semblent donner le phénomène normal ; il faut remarquer en passant que les composantes des bandes Q et R sont très serrées, ce qui rend encore plus difficile l'observation du phénomène de Zeeman.

On trouvera à la page 252 le tableau des résultats obtenus.

En résumé, il est établi que les composantes des bandes d'émission des fluorures et chlorures alcalino-terreux volatilisés dans la flamme présentent le phénomène de Zeeman aussi bien dans le sens des lignes de force que perpendiculairement au champ. Dans le premier cas, certaines de ces bandes donnent le phénomène normal, d'autres au contraire montrent le phénomène longitudinal anormal. Perpendiculairement au champ, toutes les composantes des bandes sensibles au champ donnent des doublets ou des quadruplets normaux ou anormaux.

*Résultats de l'étude du phénomène de Zeeman sur certaines bandes
du spectre d'émission du chlorure de baryum.*

Numéro d'ordre arbitraire	Longueur d'onde en U. A.	Intensité	Observation faite parallèlement au champ (ramenée à H = 10 000)	Observation faite perpendiculairement au champ (ramenée à H = 10 000)	Remarque
Bande M					
13'	5118,62	1,4	Paraît donner le phénomène anormal. ??	Paraît donner un doublet symé- trique. ??	
12'	5120,07	1,7			
11'	5121,40	2			
10'	5122,86	2,3			
9'	5124,20	2,6			
8'	5125,58	2,9			
7'	5126,93	3,2			
6'	5128,30	3,5			
5'	5129,69	3,8			
4'	5131,02	4,1			
3'	5132,30	4,4			
2'	5133,65	4,7			
1'	5134,90	5			
Bande P					
18	5117,05	4,8	Phénomène anor- mal. L'écart du dou- blet est d'envi- ron -0,26 U. A.	Chaque com- posante donne un quadruplet presque symé- trique, qui se- rait inverse et dont les dou- blets sont d'en- viron 0,26 U. A. et 0,29 U. A.	
17	5118,45	5,1			
16	5119,83	5,4			
15	5121,17	5,8			
14	5122,43	6,1			
13	5123,73	6,4			
12	5125,12	6,7			
11	5126,38	7			
10	5127,66	7,3			
9	5129,04	7,6			
8	5130,34	7,9			
7	5131,67	8,2			
6	5132,89	8,5			
5	5134,12	8,8			
4	5135,35	9,1			
3	5136,59	9,4			
2	5137,81	9,7			
1	5139,07	10			
Bande Q					
1	5239,92	0,5	Phénomène anor- mal. ??	??	Résultat de l'ob- servation visuelle seule.
3	5240,45	1			
2	5240,95	1,5			
1	5241,50	2			
Bande R.					
4	5242,84	0,5	Phénomène nor- mal ??	??	il.
3	5243,29	1			
2	5243,76	1,5			
1	5244,30	2			

Si l'on veut essayer de rapprocher entre elles les bandes de ces différents spectres, il convient d'abord de grouper ensemble les composés du calcium et du strontium, ceux du baryum restant à part. En effet, si l'on se limite aux bandes étudiées dans ce mémoire en détail, celles qui sont relatives aux deux premiers corps sont dégradées vers le violet, tandis que pour les composés du baryum c'est l'inverse. En outre, le type de la formule des fréquences des composantes d'une bande est $N = A - (C + Bm)^2$ pour les sels de calcium et de strontium, tandis qu'il est $N = A + (C - Bm)^2$ pour le fluorure de baryum et $N = A + (Bm + C)^2$ pour le chlorure de baryum (A, B, C sont positifs, pour $m = 0$ on obtient la fréquence de la composante la plus intense de la bande).

Il y a lieu d'espérer que l'existence du phénomène de Zeeman pour toutes ces bandes permettra de trouver des liens nouveaux entre elles et de faciliter l'étude très compliquée de leurs rapports avec la composition chimique, par exemple, du corps qui les émet.

IV. — ÉTUDE DU SPECTRE DU FLUORURE DE SILICIUM.

On a étudié de la même façon l'action d'un champ magnétique sur le beau spectre du fluorure de silicium dans les tubes de Geissler. On s'est limité à la recherche du phénomène de Zeeman longitudinal pour les bandes d'émission de ce corps.

Tube de Geissler employé. — Remarquons d'abord qu'il faut faire passer la décharge dans le tube parallèlement aux lignes de force si l'on veut éviter les phénomènes accessoires gênants constatés par M. Chautard, puis M. Cotton⁽¹⁾, quand le tube de Geissler a sa partie capillaire perpendiculaire au champ. Mais cela ne suffit pas, car la plus grande difficulté qu'on rencontre quand on veut étudier le phénomène de Zeeman longitudinal sur le spectre d'un gaz renfermé dans un tube de Geissler est de mettre la source de lumière *tout entière* dans le champ magnétique : en effet, si une portion lumineuse du tube n'est pas dans le champ, elle donne le spectre ordinaire de la substance, et on obtient sur la plaque photographique le mélange du spectre ordinaire et du spectre modifié par le champ ; comme on ne peut obtenir entre pièces polaires percées, avec les

(1) A. COTTON, *le Phénomène de Zeeman*, p. 31.

électro-aimants ordinaires, un champ considérable, l'effet Zeeman est petit, et dans ces conditions il passe inaperçu.

Dans le cas particulier du fluorure de silicium, il y a une autre difficulté : le gaz se décompose sous l'influence de la décharge et le tube se vide presque complètement. Il suffit pour éviter cela d'opérer comme Capstick ⁽¹⁾ et Gehlhoff ⁽²⁾, c'est-à-dire de faire entrer de temps en temps du gaz neuf dans le tube ou de faire traverser le tube à décharge par un lent courant de gaz à la pression convenable. Enfin, pour éviter que les dépôts produits par la décomposition du gaz rendent opaque la paroi transparente du tube au travers de laquelle la lumière doit passer, il faut qu'elle soit le plus loin possible de la région lumineuse du gaz.

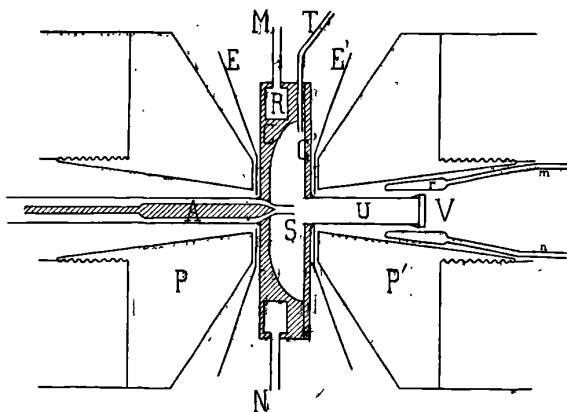


FIG. 4.

Le tube que j'ai employé, dans un entrefer de 12,8 millimètres entre les pièces polaires, est représenté ci-dessus par la fig. 4.

Les parois en sont constituées par les pièces suivantes, en allant de gauche à droite : un tube de verre contenant l'anode en aluminium A, une cuvette C recouverte du couvercle C', tous deux en aluminium aussi et un tube de verre U fermé par une plaque de glace non trempée V ; les joints des différentes parties du récipient ainsi constitué sont faits en mastic Golaz ⁽³⁾.

(1) CAPSTICK, *Proc. Roy. Soc.*, 63-356-1898.

(2) GEHLHOFF, *Annalen der Physik*, 24-553-1907.

(3) Sous l'action de la décharge qui le traverse, le tube de Geissler s'échauffe ; de même, la température de l'électro-aimant qui supporte le tube s'élève beau-

La source lumineuse est constituée par la partie capillaire S, tout entière dans le champ magnétique; la cathode est la cuvette C; afin de ne pas avoir de lumière réfléchie par l'anode A, celle-ci est taillée en pointe à son extrémité voisine de S; enfin la lumière émise est utilisée dans la direction SV; elle passe donc dans l'axe des noyaux de l'électro-aimant dont on voit les pièces polaires en P, P'. Deux chapeaux en ébonite E et E' empêchent le contact du tube et de l'électro-aimant.

Le gaz neuf arrive par le petit tube d'aluminium T et s'en va par le tube de verre contenant l'anode et relié à la pompe; un manomètre à mercure donne la pression du gaz à son arrivée au tube T et un autre manomètre à mercure est placé entre le tube A et la pompe. L'admission du gaz est commandée par un robinet non figuré sur le dessin, et un autre robinet permet de régler l'action de la pompe Géryck qui fait le vide; on ouvre convenablement ces deux robinets, de manière que le gaz circule constamment dans le tube où passe la décharge et que la pression s'y maintienne égale à quelques millimètres de mercure, opération rendue très facile par l'existence des deux manomètres.

Spectre du fluorure de silicium. — Quand on illumine un pareil tube par la décharge ordinaire d'une bobine d'induction, on obtient une lumière bleue assez éclatante et qui, vue au spectroscopie, donne un spectre de bandes magnifiques. Les bandes sont formées de composantes à structure très complexe, dégradées vers l'extrémité rouge du spectre et constituées en général par une arête à bord net du côté du violet, accompagnée du côté du rouge par un fond continu où l'on voit pour quelques-unes d'entre elles une raie sombre ressemblant à une raie d'absorption, puis, en allant encore du côté du rouge, ce fond devient discontinu tout en diminuant d'intensité; quant aux bandes elles-mêmes, formées de plusieurs des composantes précé-

coup par suite du passage prolongé du courant qui traverse les bobines. Pour ces deux raisons, il est nécessaire de protéger contre l'échauffement par contact ou par rayonnement tous les joints faits au mastic Golaz et qui doivent tenir le vide. A cet effet, la cuvette C est creusée, dans son épaisseur, d'une couronne R dans laquelle circule constamment un courant d'eau qui arrive, sous la forme de gouttes séparées, par le tube M et sort sous la même forme par le tube N. De même on protège le masticage de la plaque de verre V sur le tube U contre le rayonnement de l'électro-aimant par un petit réfrigérant (r) alimenté par les tubes (m) et (n) et dans lequel circule un courant d'eau permanent.

dentés, elles sont dégradées dans le même sens, c'est-à-dire que l'intensité des composantes diminue en allant vers le rouge.

Phénomène de Zeeman longitudinal. — La *fig. 5* reproduit une partie de ce spectre quand le champ magnétique est créé ($H = 10900$) et que l'analyseur bicirculaire est en place. On y peut voir que certaines composantes présentent le phénomène longitudinal anormal, tandis que d'autres donnent le phénomène normal dont la raie du mercure fixe le sens. Le tableau suivant, page 257, donne l'ensemble des résultats.

Les mesures approximatives faites pour ces composantes relativement au phénomène de Zeeman, jointes aux observations suggérées par l'aspect général du spectre, ont permis de classer très facilement les composantes les plus intenses en trois bandes, désignées dans le tableau par les lettres X, Y et Z.

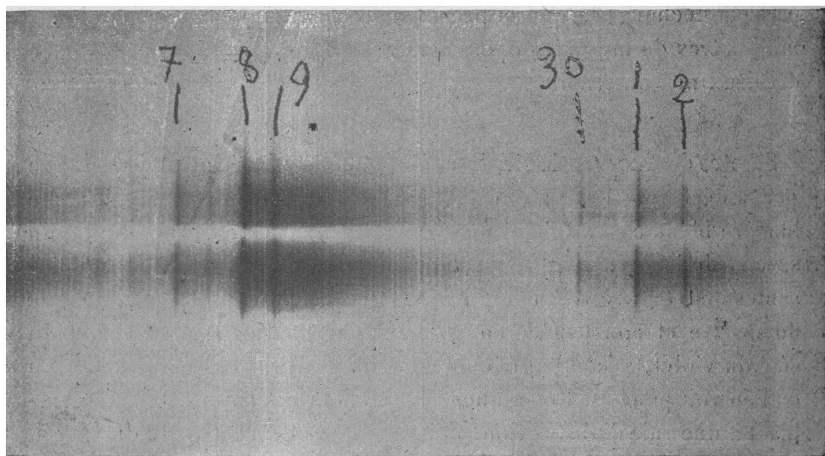


FIG. 5. — Phénomène de Zeeman longitudinal présenté par le spectre du fluorure de silicium dans les tubes de Geissler. (De $\lambda = 4465$ à gauche à $\lambda = 4540$ à droite.) Les composantes 29, 32 de la bande X sont normales; les composantes 28, 31 de la bande Z et 27, 30 de la bande Y donnent le phénomène de Zeeman longitudinal anormal ($H = 10900$).

Pour la bande X, dont les fréquences ⁽¹⁾ sont données d'une manière assez satisfaisante par la formule $N = 24577,7 - (1,848m + 41,072)^2$,

(1) On a pris les inverses des longueurs d'onde dans l'air, sans les ramener à ce qu'elles seraient dans le vide, ce qui aurait été plus correct.

le phénomène de Zeeman longitudinal est normal et la valeur approximative des doublets des composantes est de $+ 0,20$ U. A. pour un champ de 10 000 gauss.

La bande Y représentée par $N = 25481,7 - (1,576m + 51,92)^2$ donne un phénomène anormal de valeur moyenne $- 0,10$ U. A. dans les mêmes conditions.

Enfin la bande Z correspondant à $N = 24177,1 - (1,953m + 38,12)^2$ se comporte comme la précédente et la valeur moyenne des doublets obtenus est de $- 0,15$ U. A. pour le même champ de 10 000 unités.

Résultats de l'étude du phénomène de Zeeman longitudinal sur les bandes du spectre d'émission du fluorure de silicium dans les tubes de Geissler.

Numéro d'ordre arbitraire	Longueur d'onde en U. A.	Intensité	Nature du phénomène observé	Valeur approximative du doublet pour un champ de 10 000 unités		Classement des composantes des bandes
4	4240,81	4	Normal	$+ 0,17$	U. A.	
5	4270,49	3	Anormal	$- 0,11$		
6	4271,53	5	Normal	$+ 0,15$		
7	4295,71	2	Anormal	??		
8	4298,85	1	id.	??		
9	4301,29	4	id.	$- 0,13$		
10	4304,21	6	Normal	$+ 0,15$		
11	4329,44	3	Nul	0		
12	4333,96	5	Anormal	$- 0,10$		
13	4338,17	4	Normal	$+ 0,17$		
14	4353,91	1	Nul	0		
15	4358,38	10	Normal	$+ 0,34$		Raie du mercure.
16	4365,40	3	id.	??		
17	4368,34	18	id.	$+ 0,19$ X	
18	4388,66	6	Anormal	$- 0,11$ Y	
19	4398,38	15	Normal	$+ 0,19$ X	
20	4400,63	20	Anormal	$- 0,13$ Z	
21	4420,99	5	id.	$- 0,09$ Y	
22	4429,90	10	Normal	$+ 0,18$ X	
23	4430,35	13	Anormal	$- 0,11$ Z	
24	4454,61	4	id.	$- 0,08$ Y	
25	4462,05	10	id.	$- 0,16$ Z	
26	4463,27	7	Normal	$+ 0,20$ X	
27	4489,71	3	Anormal	$- 0,11$ Y	
28	4495,83	8	id.	$- 0,18$ Z	
29	4498,66	6	Normal	$+ 0,20$ X	
30	4526,50	1	Anormal	$- 0,10$ Y	
31	4531,70	3	id.	$- 0,18$ Z	
32	4535,99	2	Normal	?? X	
33	4565,05	0,5	Anormal	?? Y	
34	4569,53	1	id.	?? Z	
35	4575,21	0,5	??	?? X	

Il faut remarquer qu'il existe encore des composantes moins

intenses que les précédentes et que je n'ai pas groupées en bandes, ainsi que deux raies $\lambda = 4128,06$ et $\lambda = 4130,87$ qui paraissent appartenir au silicium et qui donnent le phénomène normal.

V. — ÉTUDE DU SECOND SPECTRE DE L'HYDROGÈNE.

Tous les spectres étudiés jusqu'à présent sont des spectres dus à des corps composés, comme M. Cotton et moi ⁽¹⁾ l'avions fait remarquer au cours de ces recherches. Il y avait lieu de se demander, puisque ces spectres appartiennent à des molécules, si l'on ne pourrait trouver des spectres dus à des molécules de corps simples cette fois, et où l'on rencontrerait ce même phénomène anormal. L'expérience a répondu affirmativement pour le second spectre de l'hydrogène ⁽²⁾, qui, ainsi que je l'ai montré ⁽³⁾, appartient bien à l'hydrogène et caractérise sans doute sa molécule.

Tube de Geissler employé. — La *fig. 6* représente le tube dont je me suis servi, l'entrefer étant de 11,4 millimètres entre les pièces polaires; on y retrouve les parties essentielles de celui qui a servi pour le fluorure de silicium avec les simplifications suivantes :

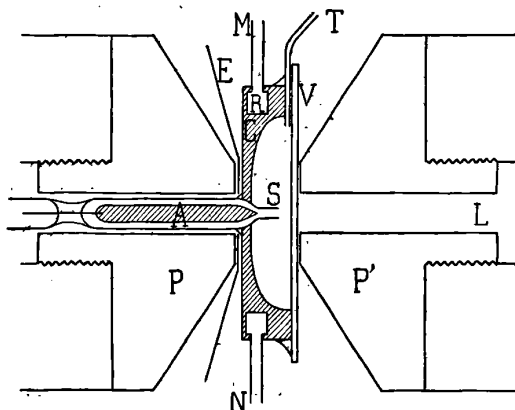


FIG. 6

comme on n'a pas plus à craindre ici les dépôts dus au gaz, la plaque de verre V a pris la place du couvercle d'aluminium C' de la *fig. 4*;

⁽¹⁾ A. DUFOUR, *C. R.*, 146-231-1908.

⁽²⁾ A. DUFOUR, *C. R.*, 146-634-1908.

⁽³⁾ A. DUFOUR, *Thèse*, 1906; *Ann. de Ch. et de Phys.*, 8^e série, 9-361-1907.

le courant de gaz permanent n'étant plus indispensable, on a scellé dans le verre le fil de platine qui porte l'anode A ; l'hydrogène préparé par diffusion au rouge au travers d'un osmo-régulateur en platine arrive par le tube T ; c'est par ce même tube d'ailleurs qu'on fait le vide.

Résultats de l'étude du phénomène de Zeeman longitudinal sur les raies du second spectre de l'hydrogène dans les tubes de Geissler (de $\lambda = 4340$ à $\lambda = 4765$).

Numéro d'ordre arbitraire	Longueur d'onde en U. A.	Intensité	Nature du phénomène observé	Valeur approximative du doublet pour un champ de 10 000 unités	Observations
30	4340,29	10	Normal	??	Raie du premier spectre.
31	4358,29	10	id.	+ 0,28 U. A.	Raie du mercure.
32	4379,43	3	Nul	0	
33	4384,51	3	Normal	+ 0,06	
34	4390,94	3	Nul	0	
35	4398,19	4	Anormal	- 0,03	Phénomène très petit.
36	4412,31	6	Normal	+ 0,11	
37	4414,26	4	Nul	0	
38	4415,06	2	Normal	+ 0,09	
39	4417,38	5	id.	+ 0,05	
40	4422,74	2	id.	??	
41	4445,30	4	id.	+ 0,08	
42	4447,59	4	id.	+ 0,09	
43	4456,67	7	Nul	0	
44	4458,80	5	Normal	+ 0,02	
45	4461,02	6	id.	+ 0,16	
46	4467,19	3	Nul	0	
47	4474,31	2	Normal	??	
48	4486,15	2	id.	??	
49	4487,83	5	id.	+ 0,18	
50	4490,48	5	id.	+ 0,05	
51	4498,14	5	id.	+ 0,20	
52	4498,58	5	Nul	0	
53	4502,02	6	id.	0	
54	4505,70	7	id.	0	
55	4514,48	5	id.	0	
56	4520,04	4	Anormal	- 0,03	Phénomène très petit.
ε	4523,29	2	id.	- 0,06	Un peu nuageuse.
57	4524,22	3	Normal	+ 0,09	
φ	4532,03	3	Anormal	- 0,03	
58	4534,64	5	Nul	0	
59	4538,37	4	Normal	+ 0,14	
60	4539,21	4	id.	??	Floue.
61	4543,73	5	Nul	0	
62	4551,00	7	id.	0	
ρ	4558,31	4	Anormal	- 0,09	Finé et nette.

Numéro d'ordre arbitraire	Longueur d'onde en U. A.	Intensité	Nature du phénomène observé	Valeur approximative du doublet pour un champ de 10 000 unités U. A.	Observations
65	4563,71	5	Nul	0	
66	4568,14	8	id.	0	
1	4575,82	5	id.	0	
2	4577,99	4	id.	0	
3	4579,43	4	id.	0	
4	4579,98	8	id.	0	
5	4581,51	3	Normal	+ 0,14	
6	4582,56	6	Nul	0	
7	4598,47	2	Normal	+ 0,19	Diffuse.
8	4607,42	3	id.	??	
9	4618,30	5	id.	+ 0,06	
10	4625,33	4	id.	+ 0,17	
11	4627,99	6	id.	+ 0,12	
12	4631,46	5	id.	+ 0,15	
13	4631,86	7	id.	+ 0,18	
14	4634,03	8	Normal	+ 0,13	
15	4634,61	6	id.	+ 0,09	
16	4645,37	1	Nul	0	
α	4653,03	4	Anormal	- 0,12	Phénomène anormal net.
17	4661,42	2	Nul	0	
18	4662,83	4	id.	0	
19	4665,63	2	id.	0	
β	4667,14	1	Anormal	- 0,09	
20	4671,32	5	Nul	0	
γ	4673,14	1	Anormal	- 0,11	Phénomène anormal net.
21	4679,12	3	Nul	0	
22	4682,37	3	id.	0	
23	4683,86	5	id.	0	
24	4690,24	3	id.	0	
δ	4692,11	1	Anormal	- 0,14	Floue; phénomène anormal net.
25	4709,57	2	Normal	??	
26	4719,06	4	id.	+ 0,05	
27	4723,05	5	id.	+ 0,10	
28	4764,39	2	Nul	0	

Phénomène de Zeeman longitudinal. — J'avais déjà signalé quelques raies jaunes et vertes de ce second spectre, qui présentent le phénomène de Zeeman, mais je ne les avais étudiées à ce point de vue qu'avec la lumière émise perpendiculairement au champ.

Ici, au contraire, je n'ai étudié que le phénomène de Zeeman longitudinal soit visuellement à l'oculaire dans la partie du spectre où l'œil est sensible, soit à l'aide de la photographie dans le bleu et le violet, en recherchant surtout les raies anormales. J'ai naturellement retrouvé toutes les raies que j'avais déjà signalées

comme sensibles au champ magnétique, mais dans cette région du spectre elles ont paru toutes présenter le phénomène de Zeeman longitudinal normal, sauf une, la raie $\lambda = 5778$ qui est anormale, l'écart du doublet étant faible; tout près d'elle, on trouve la raie $\lambda = 5784,4$ qui donne le phénomène normal. Je n'ai pas fait de photographie dans cette région. Le tableau de la page 259 donne l'ensemble des résultats obtenus dans le bleu et le violet.

On voit d'après ce tableau, qu'on doit partager ces raies en trois groupes : le premier formé des raies qui donnent le phénomène normal, elles sont nombreuses; le second renferme des raies insensibles au champ ou du moins qui ont paru telles dans le faible champ atteint ($H = 11\ 700$); enfin le troisième constitué de raies qui présentent le phénomène longitudinal anormal, et qui sont à la vérité peu nombreuses et peu intenses, sauf les raies α et ρ . Je n'ai pas trouvé de relation entre leurs fréquences; d'ailleurs, la structure du second spectre de l'hydrogène apparaît comme fort compliquée, et on n'a pas encore pu y grouper les raies d'une manière systématique. Ici encore, l'étude du phénomène de Zeeman étendue à tout le second spectre de l'hydrogène permettra sans aucun doute de faciliter la recherche de ces groupements.

VI. — RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS.

Les principaux résultats nouveaux établis dans le présent travail peuvent être résumés ainsi :

1° On a d'abord étudié au point de vue de l'action du champ magnétique les bandes des spectres *d'émission* des fluorures et chlorures alcalino-terreux volatilisés dans la flamme. On sait que ces bandes sont formées d'un certain nombre de composantes dégradées d'un certain côté variable avec le corps considéré, et dont les fréquences vérifient la formule spéciale aux bandes $N = A \pm (C \pm Bm)^2$ établie par M. Deslandres.

Parmi ces bandes, il y en a dont les composantes présentent le phénomène de Zeeman aussi bien dans la direction des lignes de force que perpendiculairement au champ; les écarts des doublets sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus d'ordinaire pour les raies; les mêmes résultats s'observent aussi sur les composantes des bandes renversées, quand ce renversement est possible. Les me-

sures approximatives que j'ai faites semblent indiquer que toutes les composantes d'une même bande se comportent de la même manière dans le champ magnétique ; de nouvelles mesures plus précises seront faites ultérieurement pour fixer ce point.

2° Le phénomène de Zeeman longitudinal qu'on observe pour les bandes de ces corps est tantôt normal, tantôt anormal, le phénomène normal étant caractérisé par la règle suivante bien connue : le sens de rotation de la vibration accélérée du doublet magnétique est le même que celui des courants d'Ampère relatifs au champ. Il n'y a aucun doute sur l'existence simultanée de ces deux phénomènes pour ces bandes d'émission, puisqu'on les obtient souvent à la fois et en même temps sur le même cliché. Les composantes qui présentent le phénomène de Zeeman longitudinal normal donnent des doublets magnétiques dont les polarisations circulaires sont complètes et qu'on peut par conséquent complètement séparer à l'aide d'un analyseur bicirculaire ; au contraire, celles qui donnent le phénomène longitudinal anormal fournissent des doublets à polarisations circulaires incomplètes ; ces deux résultats ont été constatés sans doute possible pour les bandes D, D', D'' du fluorure de calcium.

3° Quand l'observation du phénomène de Zeeman est faite avec la lumière émise perpendiculairement aux lignes de force, on voit chaque composante des bandes précédentes se transformer de manière à donner, pour l'ensemble des deux directions possibles de vibration, soit des quadruplets normaux comme la bande (*h*) du chlorure de strontium, soit des doublets symétriques, c'est le cas le plus fréquent, soit enfin des quadruplets inverses, fait qui est intéressant à cause de sa rareté et dont la bande D'' du fluorure de calcium donne un exemple. Des tableaux numériques et des photographies précisent les résultats obtenus.

4° On a étudié aussi le spectre du fluorure de silicium dans un tube de Geissler, au double point de vue de sa constitution spectroscopique et de la façon dont il se modifie dans le champ magnétique, mais seulement pour le phénomène de Zeeman longitudinal. Après avoir décrit le tube de Geissler parcouru par un courant permanent du gaz étudié et qui, grâce à sa construction spéciale, m'a permis de ne donner à la partie lumineuse du gaz qu'une longueur de quelques millimètres et de la placer tout entière dans le champ magnétique, j'indique les résultats obtenus.

J'ai pu classer les composantes les plus intenses de ce spectre,

toutes dégradées vers le rouge, en trois bandes dégradées aussi vers le rouge, dont je donne les longueurs d'onde dans l'air ainsi que les formules des fréquences qui leur appartiennent : le phénomène de Zeeman longitudinal présenté par les composantes de l'une de ces bandes est normal, tandis que pour les deux autres il est anormal, les valeurs des écarts des doublets magnétiques n'étant pas les mêmes pour les différentes bandes. Un tableau de nombres et une photographie fixent les résultats.

5° Enfin j'ai retrouvé les exemples précédents donnés par les bandes des spectres des corps composés pour les raies du second spectre de l'hydrogène dans un tube de Geissler, spectre que j'avais été conduit à attribuer à la molécule de l'hydrogène. Les observations faites parallèlement aux lignes de force ont complété mes recherches antérieures et montré que les raies se partagent en trois groupes : les unes donnent le phénomène normal, d'autres sont insensibles au champ ; enfin un troisième groupe (α , β) est formé de raies qui présentent le phénomène de Zeeman longitudinal anormal.

En résumé, si l'on s'en tient aux résultats obtenus jusqu'ici, il semble bien que le phénomène de Zeeman longitudinal anormal ne se présente, soit pour les spectres d'émission que j'ai étudiés, soit pour les spectres d'absorption des terres rares, que dans les spectres de molécules.

Un moyen simple d'expliquer les faits serait de supposer, comme le fait M. Jean Becquerel, l'existence des électrons négatifs et des électrons positifs : les bandes et les raies donnant le phénomène normal seraient émises par des électrons négatifs ; les autres par des électrons positifs. Comme les écarts des doublets obtenus dans tous les cas, sauf pour des bandes du xénothime, sont assez voisins, il faudrait supposer que ces électrons ont des valeurs du même ordre pour leur rapport e/m de la charge à la masse. Les bandes dont les doublets magnétiques ne montrent pas une polarisation circulaire complète seraient émises à la fois par des électrons négatifs et par des électrons positifs ayant le même e/m . Cette hypothèse aura évidemment plus de poids s'il existe dans les tubes à vide des électrons positifs analogues aux électrons négatifs connus, comme vient de l'annoncer M. Jean Becquerel (1) ; si cette découverte est établie d'une manière

(1) J. BECQUEREL, C. R., 146, n° 25, 22 juin 1908, p. 1308, et 147, n° 2, 13 juillet 1908, p. 121. — *Le Radium*, 5-195, juillet 1908.

irréfutable⁽¹⁾, il y aura peut-être lieu de tenir compte des électrons positifs dans les théories du phénomène de Zeeman.

Cependant dans cette voie, une difficulté au moins se présenterait : comment se fait-il que *toutes* les raies des séries, et ceci sans exception connue, donnent le phénomène de Zeeman longitudinal normal? Elles sont donc dues uniquement à des électrons négatifs; il y aurait là une différence de propriétés difficile à admettre entre des électrons qui ne se distingueraient les uns des autres que par le signe de leur charge.

Or, ce n'est que dans les spectres émis par une *molécule* vibrante qu'on a constaté actuellement des phénomènes de Zeeman anormaux suivant les lignes de force. Puisque, dans la théorie des électrons, les raies nous imposent les électrons négatifs, on peut se demander si, malgré les apparences, on ne doit pas attribuer les bandes et raies qui fournissent un phénomène anormal à ces mêmes électrons négatifs, vibrant cette fois, non plus suivant des trajectoires probablement assez simples dans l'atome, mais sous l'action de forces très complexes dues à tous les atomes dont la molécule est constituée et parcourant alors des orbites compliquées. Il serait d'ailleurs particulièrement difficile de préciser.

Que la considération des électrons positifs arrive ou non à s'imposer, une explication quelconque du phénomène de Zeeman devra rendre compte en particulier des faits suivants : on ne connaît pas de raies de séries donnant le phénomène anormal suivant les lignes de force; il y a des raies insensibles au champ magnétique; les composantes des bandes, dégradées d'un certain côté, des corps étudiés ici sont sensibles au champ magnétique, sans donner de triplet pur, pendant que d'autres bandes formées de composantes fines ne subissent pas de modification; enfin celles des bandes qui donnent le phénomène de Zeeman longitudinal anormal fournissent des doublets dont la polarisation circulaire est incomplète.

(1) Il faudrait pour cela déterminer d'une manière directe et certaine le signe de la charge de ces électrons et en outre mesurer au moins approximativement leur e/m .

RHÉOGRAPHE DOUBLE POUR PROJECTIONS;

Par M. HENRI ABRAHAM.

1. Je voudrais, dans cet article, donner une théorie élémentaire du rhéographe et indiquer les modifications qui lui ont été apportées dans ces dernières années avec l'active collaboration des ateliers Carpentier, dans le but d'en faire un instrument simple, et, autant que possible, sensible et correct jusqu'à des fréquences de quelques milliers de périodes par seconde.

Tel qu'il est, le rhéographe se prête particulièrement bien aux expériences de projection, parce que son cadre mobile a une inertie suffisante pour pouvoir porter un miroir relativement grand d'environ un demi-centimètre carré de surface.

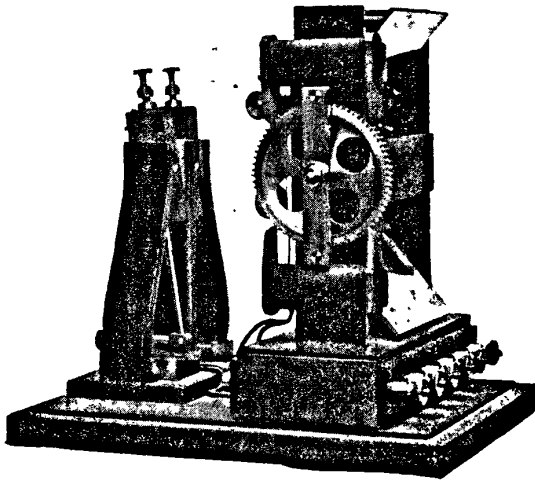


FIG. 1.

L'appareil complet est représenté par la photographie ci-dessus à peu près au cinquième de la grandeur d'exécution (fig. 1). Il se compose de deux parties indépendantes. A gauche de la figure, on voit la partie essentielle, le *rhéographe double* proprement dit; à droite, est un instrument auxiliaire, le *synchronoscope*, destiné à étaler proportionnellement au temps dans le sens vertical le mouvement vibratoire horizontal des faisceaux lumineux réfléchis par le

rhéographe, et à répéter périodiquement le tracé des courbes sur l'écran de projection.

2. Synchronoscope. — Son principal organe est un prisme équilatéral fonctionnant par réflexion totale. Ce prisme horizontal, mobile autour de son axe, est entraîné par un moteur synchrone constitué par une simple roue dentée en fer, qui tourne entre les pôles d'une paire d'électroaimants. Le prisme fait à peu près un tour par seconde. S'il était seul, il ne donnerait donc sur l'écran que trois apparitions de la courbe par tour.

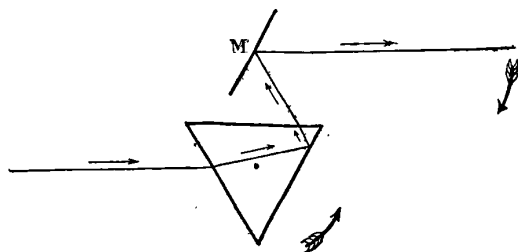


FIG. 2.

Pour multiplier les apparitions de la courbe pendant la rotation du prisme, les rayons réfléchis sont reçus successivement par quatre miroirs plans, tels que M (fig. 2), qui sont fixes, et qui, l'un après l'autre, renvoient la courbe à la même place sur l'écran. Avec les douze apparitions par tour que donne ce dispositif, les images sont suffisamment persistantes (1).

3. Principe du nouveau rhéographe. — L'organe mobile est un cadre d'aluminium (2), fermé sur lui-même et placé dans un champ magnétique permanent comme le cadre d'un galvanomètre d'Arsonval.

L'équation du mouvement est de la forme :

$$A \frac{d^2\theta}{dt^2} + B \frac{d\theta}{dt} + C\theta = Pi.$$

(1) On pourrait également employer avec le rhéographe tout autre dispositif de synchronoscope, tel qu'un miroir oscillant ou un disque tournant sur lequel sont montés plusieurs miroirs qui se succèdent; ces dispositifs ont déjà été employés par Blondel et par Fröhlich.

(2) La substitution de l'aluminium au cuivre pour la construction du cadre galvanométrique augmente beaucoup la sensibilité, puisque, à résistance électrique égale, la masse à mouvoir est bien plus légère pour de l'aluminium que pour du cuivre.

Si l'on veut que le cadre mobile suive exactement les variations d'une quantité électrique X, il est nécessaire que la valeur du courant i qui y circule soit d'autre part reliée à cette quantité X par une équation ayant même premier membre :

$$A \frac{d^2X}{dt^2} + B \frac{dX}{dt} + C = Qi.$$

Si aucun des termes du premier membre n'était négligeable, il faudrait envoyer dans le cadre mobile la somme de trois courants respectivement proportionnels à X et à ses deux dérivées. C'est cette première solution, plus générale, mais d'une réalisation trop complexe, qui avait été adoptée pour les premiers rhéographes (1).

Dans les nouveaux appareils, je me suis attaché à faire en sorte que le terme d'inertie $\left(A \frac{d^2\theta}{dt^2}\right)$ ait une valeur prépondérante, les forces d'amortissement $\left(B \frac{d\theta}{dt}\right)$ et les forces directrices $(C\theta)$ étant rendues absolument négligeables (2). Ces conditions ont été réalisées en suspendant le cadre par un fil tendu à faible couple de torsion pour n'avoir pas trop de force directrice ; et n'utilisant comme champ magnétique que celui d'un aimant permanent pour n'avoir pas trop d'amortissement (3).

Dans ces conditions, les choses se simplifient beaucoup. L'appareil ne nécessite aucun réglage : il n'y a qu'à obtenir dans le cadre un courant proportionnel à $\frac{d^2X}{dt^2}$.

Pour créer ce courant, on agit sur le cadre mobile exclusivement par induction. A cet effet, on utilise un courant auxiliaire Y circulant dans quelques tours de fil bobinés au voisinage immédiat du

(1) *J. de Phys.*, 3^e série, t. VI, p. 356 ; 1897.

(2) Les oscillographes Blondel correspondent à la solution opposée, celle où la force directrice est prépondérante. Une troisième solution simple consiste à donner toute l'importance au terme d'amortissement. Mais cette solution n'est pas très avantageuse pour la pratique courante, à cause de la complication causée par l'électro-aimant, qui devient alors nécessaire pour créer le champ intense dont on a besoin ; un instrument de ce genre peut cependant rendre des services pour les cas où l'on a besoin de sensibilité et où l'on ne cherche pas une grande exactitude de la forme des courbes.

(3) Si les phénomènes à étudier sont très rapides (plus de 100 périodes par seconde), on peut placer l'équipage du rhéographe dans le champ d'un électro-aimant ; et la sensibilité se trouve aisément plus que décuplée, sans que l'on ait encore à tenir compte des forces d'amortissement.

cadre d'aluminium ; un noyau de fer feuilleté (*avec entrefer*) conduit le flux magnétique de ce circuit jusqu'au travers du cadre mobile. Les deux extrémités de l'enroulement fixe communiquent avec les bornes extérieures de l'appareil. Le cadre mobile et le circuit fixe forment ainsi un transformateur à induit tournant. L'appareil est représenté vu de face et vu de côté, à peu près au double de la grandeur d'exécution, sur les *fig. 3* et *4*.

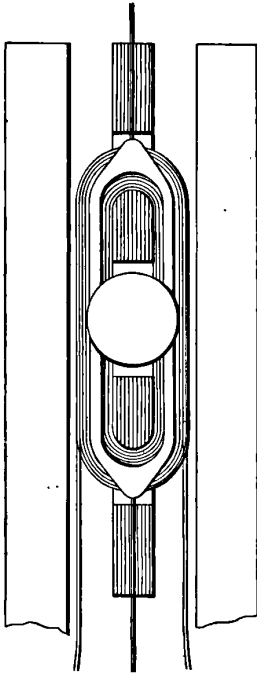


FIG. 3.

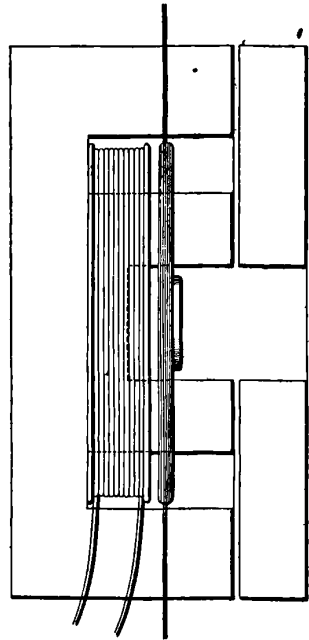


FIG. 4.

Le fonctionnement de ce tout petit transformateur est différent de ce que l'on est habitué à voir se produire dans les transformateurs industriels. Tout d'abord la présence d'un entrefer notable près du cadre d'aluminium fait que le flux est pratiquement proportionnel aux ampères-tours, sans que l'hystérésis du fer ait une influence sensible ; les ampères-tours secondaires sont d'ailleurs négligeables devant les ampères-tours primaires, en raison des petites dimensions du circuit induit. La force électromotrice induite est alors proportionnelle à la dérivée du courant primaire. Enfin, la constante de

temps $\frac{L}{R}$ du circuit induit étant extrêmement petite (quelques cent-millièmes de seconde), l'intensité du courant secondaire est à chaque instant proportionnelle à la force électromotrice induite.

Nous pouvons donc dire que le courant créé dans le cadre mobile est proportionnel à la dérivée par rapport au temps, $\frac{dY}{dt}$, du courant auxiliaire Y.

Le problème revient maintenant à amener de l'extérieur jusqu'aux bornes de l'appareil un courant dont l'intensité Y soit proportionnelle à la dérivée $\frac{dX}{dt}$ de la quantité étudiée X.

Le montage extérieur change comme nous allons le voir, selon que X est une force électromotrice, une intensité ou un flux ; mais *le rheographe proprement dit reste toujours le même*. C'est pour cette raison que le rhéographe double est formé de deux équipages identiques installés symétriquement (voir *fig. 1*) et qui servent indifféremment pour le tracé des courbes de nature quelconque.

4. **Tracé d'une courbe de tension.** — Pour obtenir la courbe des variations de la tension X d'un réseau, il n'y a qu'à intercaler un condensateur entre les pôles du réseau et les bornes de l'appareil. Le courant Y qui traverse le rhéographe est alors le courant de charge du condensateur, et il est bien proportionnel à la dérivée $\frac{dX}{dt}$ de la différence de potentiel étudiée.

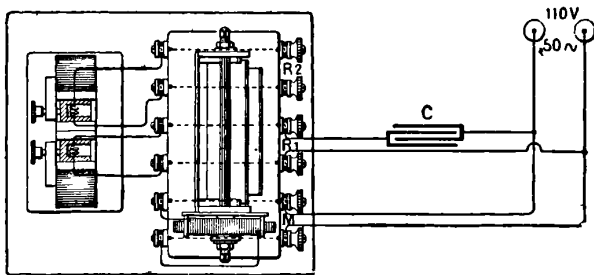


FIG. 5.

La *fig. 5* donne le diagramme du montage pour un rhéographe double dont le moteur synchrone est en même temps actionné par le réseau dont on veut tracer la courbe de tension.

Sensibilité. — La sensibilité que l'on réalise normalement permet d'avoir, à 3 mètres de distance, une projection large d'environ 1 mètre pour un voltage alternatif efficace d'une centaine de volts, en utilisant un condensateur d'une capacité de 1 microfarad.

5. *Tracé d'une courbe de courant.* — Ce que l'on doit envoyer dans le rhéographe, c'est maintenant un courant auxiliaire Y proportionnel à la dérivée $\frac{dX}{dt}$ du courant principal X qui traverse l'appareil d'utilisation.

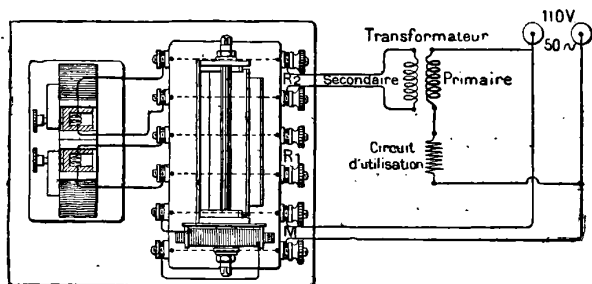


FIG. 6.

On utilise pour cela un petit transformateur à noyau magnétique droit, dont le circuit secondaire est relié aux bornes du rhéographe (fig. 6). Ce transformateur est partagé en deux moitiés identiques juxtaposées avec leurs pôles de noms contraires en regard, afin d'éviter les effets d'induction parasites. Le mode de fonctionnement de ce petit transformateur est le même que celui du transformateur minuscule intérieur au rhéographe ; le courant secondaire Y est proportionnel à la dérivée $\frac{dX}{dt}$ du courant primaire⁽¹⁾.

Le rôle du transformateur peut être rapproché de celui d'un shunt de galvanomètre ; comme pour le cas du shunt, la grosseur du fil primaire doit être proportionnée à l'intensité du courant qui le traverse.

Sensibilité. — Le petit transformateur doit être construit de façon

(1) Cela cesserait presque brusquement d'être exact si les courants étaient assez forts pour amener l'aimantation des noyaux de fer au voisinage de la saturation. Aussi le transformateur est-il calculé de manière que cette intensité critique soit bien supérieure à celle que les enroulements peuvent supporter sans un échauffement prohibitif.

à satisfaire à la condition de sensibilité maxima. La self-induction du secondaire est donc égale à celle du circuit fixe du rhéographe (1).

Pour des courants alternatifs d'une dizaine d'ampères, avec un transformateur dont le circuit primaire a une résistance ohmique de quelques centièmes d'ohms et une self-induction de quelques dix-millièmes de henry, les projections ont une largeur d'environ 1 mètre sur un écran à 3 mètres.

6. Tracé d'une courbe de flux. — Le montage extérieur se réduit à un enroulement auxiliaire placé dans le champ alternatif, et que l'on met en série avec le rhéographe.

Sensibilité. — Cet enroulement auxiliaire doit avoir même self-induction que le rhéographe pour donner la sensibilité maxima. Une courbe de 1 mètre de large sur un écran à 3 mètres représente, par exemple les variations de flux dû à un champ de 100 gauss, à travers une bobine de 100 tours d'un décimètre carré de surface.

7. Théorie élémentaire du rhéographe. — Je me bornerai au cas simple où la grandeur étudiée, flux, courant, ou différence de potentiel, subit instantanément une variation finie.

Si le cadre mobile suit cette variation, c'est qu'il a été manœuvré ainsi : il a été lancé brusquement, par un choc brutal, puis, dès qu'il a tourné de l'angle voulu, il a été arrêté par un choc égal. Par quel mécanisme les circuits électriques ont-ils produit ces actions.

Si l'on examine d'abord les montages extérieurs à l'appareil, on voit que leur rôle se ramène, dans le cas actuel, à faire passer brusquement dans le rhéographe une quantité d'électricité proportionnelle à la variation instantanée initiale. Cela est manifeste, par exemple, pour le tracé d'une courbe de tension, puisque, pour une variation instantanée E , de cette tension, une charge CE se rend dans le condensateur à travers le rhéographe.

Que se passe-t-il maintenant dans l'appareil? La charge n'est pas rigoureusement instantanée (elle est du reste continue, et non oscillante, en raison de la résistance du circuit) : de sorte que pendant les quelques cent-millièmes de seconde que dure la charge, le courant, d'abord nul, croît très vite, puis décroît et s'éteint. Le flux magnétique croissant, puis décroissant, créé par ce courant, est

(1) *J. de Phys.*, 3^e série, t. VI, p. 361 ; 1897.

conduit par le noyau de fer doux dans le cadre d'aluminium, où il développe successivement deux courants induits de sens contraire. C'est ce double courant induit qui, sous l'action du champ magnétique, lance le cadre, puis l'arrête l'instant d'après, alors qu'une certaine déviation est acquise.

L'arrêt doit être complet, parce que les deux courants induits débitent la même quantité d'électricité ; et la déviation finale doit bien être proportionnelle à la variation brusque de la cause lointaine qui l'a produite, puisque tous les courants qu'il y a eu à considérer sont proportionnels à cette variation.

Le fonctionnement du rhéographe se trouvant ainsi expliqué pour le cas d'une variation finie et instantanée de la quantité étudiée, le cas général d'une variation continue se comprend sans nouvelles explications, puisque cette variation continue peut être considérée comme une succession de variations instantanées, finies, mais très petites.

8. Emploi du rhéographe comme balistique. — On peut résumer la théorie qui précède en disant que lorsque le circuit relié au rhéographe débite brusquement une quantité finie d'électricité, le cadre mobile tourne instantanément d'un angle fini proportionnel à la quantité d'électricité débitée.

Le rhéographe est donc un galvanomètre balistique à indications instantanées.

La sensibilité de ce balistique n'est pas très grande : avec un appareil d'une quinzaine d'ohms de résistance intérieure, la déviation sur une échelle à 1 mètre est d'environ 1 millimètre par microcoulomb. Ce qui fait l'intérêt de ce balistique, c'est qu'il permet la mesure séparée de plusieurs décharges qui se succèdent à des intervalles de temps très courts.

9. Exactitude des tracés du rhéographe. — Les tracés du rhéographe sont corrects au degré de précision avec lequel on peut faire que la théorie de tout à l'heure représente les phénomènes. Il est bien certain que des erreurs résultent de l'existence de toutes les quantités que, l'une après l'autre, nous avons considérées comme négligeables : il faut seulement que ces erreurs ne soient pas trop grandes.

Plusieurs des approximations faites sont de même nature ; on néglige la self-induction du cadre mobile, ou celle de l'un des circuits

du rhéographe ; pour ne pas trop allonger cet article, je me bornerai à considérer ces causes d'erreur. Ainsi, pour le tracé d'une courbe de courant, la self-induction du rhéographe et celle du secondaire du transformateur peuvent, par exemple, avoir chacune environ 0,004 henry ; si donc on a une résistance d'une centaine d'ohms en circuit, l'effet de la self-induction ne se fait beaucoup sentir qu'au delà d'une fréquence de 2.000 périodes par seconde ($\frac{\omega L}{R} < 1$) ; et l'on pourrait reculer encore cette limite en augmentant la résistance, ce qui n'aurait d'autre inconvénient que de diminuer la sensibilité⁽¹⁾.

Au moment où la fréquence est telle que la self-induction commence à devenir sensible, on pourrait craindre que son effet fût tout de suite de modifier la forme des courbes. Heureusement il n'en est rien, et cette circonstance augmente notablement l'exactitude des tracés. Je me permettrai, en effet, de rappeler la démonstration bien simple d'un théorème qui n'est peut-être pas suffisamment connu :

THÉORÈME. — *Lorsqu'un circuit sans capacité contient une self-induction faible, l'effet de cette self-induction est, en première approximation, de mettre le courant en retard d'un temps $\frac{L}{R}$ sur la force électromotrice, mais en laissant la forme de la courbe de courant identique à ce qu'elle serait si l'on supprimait la self-induction.*

La force électromotrice est en effet liée à l'intensité par une relation qu'on peut écrire :

$$\frac{E}{R} = I + \frac{L}{R} \frac{dI}{dt}$$

Mais les deux termes du second nombre sont aussi les deux premiers termes de la série que l'on obtiendrait en développant suivant les puissances de $\frac{L}{R}$ la valeur que prend le courant I non pas à l'époque actuelle t , mais à l'époque ultérieure $t + \frac{L}{R}$, c'est-à-dire après que s'est écoulé le retard $\frac{L}{R}$, et cela démontre le théorème,

(1) Dans le cas d'une courbe de tension, on verrait de même que la self-induction n'apporte de perturbation que pour des fréquences de même ordre ; et l'on pourrait aussi augmenter l'exactitude en diminuant la capacité du condensateur en série, si l'on consentait à une diminution de sensibilité.

sauf en ce qui concerne les singularités qui se produisent en des temps plus courts que $\frac{L}{R}$.

Il résulte de ce théorème que tant que les termes correctifs dont nous parlons ne sont pas énormes, leur effet est seulement d'introduire un retard constant dans le tracé des courbes, mais sans que la forme de ces courbes soit modifiée. Ce retard, généralement sans inconvénient, est de l'ordre du dix-millième de seconde pour les appareils réalisés.

- *Conclusions.* — En définitive, en examinant de la même manière les différentes causes d'erreur, il semble résulter de toute cette étude que les abscisses de chaque point de la courbe sont correctes à quelques cent-millièmes de seconde près, et que l'on a une exactitude du même ordre pour les ordonnées.

Des contrôles de l'exactitude des tracés ont du reste été faits, soit en traçant simultanément avec le rhéographe double une courbe de tension et la courbe correspondante du courant débité sur un circuit très peu inductif, soit en comparant des courbes tracées par le rhéographe avec celles que donnaient en même temps des oscillographes du genre des instruments de M. Blondel. Dans l'un et l'autre cas, les courbes ont été trouvées superposables au degré même de la précision des appareils.

Je ferai encore remarquer qu'en dehors de l'utilité pratique que peuvent avoir les rhéographes, ils présentent aussi un autre intérêt. Si l'on observe, en effet, que le fonctionnement de ces appareils comporte la formation successive de deux dérivées par des phénomènes électriques, puis une double intégration par un phénomène purement dynamique, on peut dire que l'exactitude des tracés rhéographiques fournit d'un seul coup, et de façon frappante, une vérification très étendue des lois fondamentales de la dynamique et de l'électromagnétisme.

SUR LA FORME GÉNÉRALE DES LIGNES D'ÉGALE PRESSION DE L'EAU ;

Par M. G. FONTENÉ.

1. On a essayé, dans l'épure ci-dessous, de donner une idée de la forme générale de la surface $v = \varphi(t, p)$, relative à l'eau, ou du moins de la partie de cette surface que l'on peut regarder comme suffisamment connue; le manque de place a obligé de prendre une échelle variable selon les régions. Le tracé des isothermes ayant paru peu commode, au lieu de porter les pressions en abscisses, les températures en ordonnées, et les volumes en cotes, on a porté :

les températures en abscisses,
les pressions en ordonnées,
les volumes en cotes ;

et on a représenté sur le plan vertical de projection les *lignes d'égalé pression*, ou lignes isobares.

2. On a dessiné sur le plan horizontal :

la courbe d'ébullition e ,
la courbe de fusion f ,
la courbe de sublimation s ;

le point t est le triple point. Ces courbes sont les projections horizontales de courbes E, F, S tracées sur la surface; les projections verticales de ces courbes, $e''e''$, $f''f''$, $s''s''$, ont été tracées en pointillé : on a supposé que les courbes E, F, S se rencontrent deux à deux sur le palier de triple état.

A la variation du volume pendant l'ébullition, la fusion et la sublimation, correspondent :

des paliers d'ébullition $e''e''$,
des paliers de fusion $f''f''$,
des paliers de sublimation $s''s''$.

Ces paliers forment dans l'espace trois portions de surfaces cylindriques; la surface [E] des paliers d'ébullition, limitée vers la droite au point figuratif du point critique, aboutit sur la gauche au palier de triple état $t''t''$; la surface [F] des paliers de fusion aboutit à la partie inférieure de ce même palier, tandis que la surface [S] des

paliers de sublimation aboutit à la partie supérieure. En partant du palier de triple état, la surface [E] vient en avant; il en est de même de la surface [F], tandis que la surface [S] se porte en arrière; on s'en rend compte sur le plan horizontal de projection.

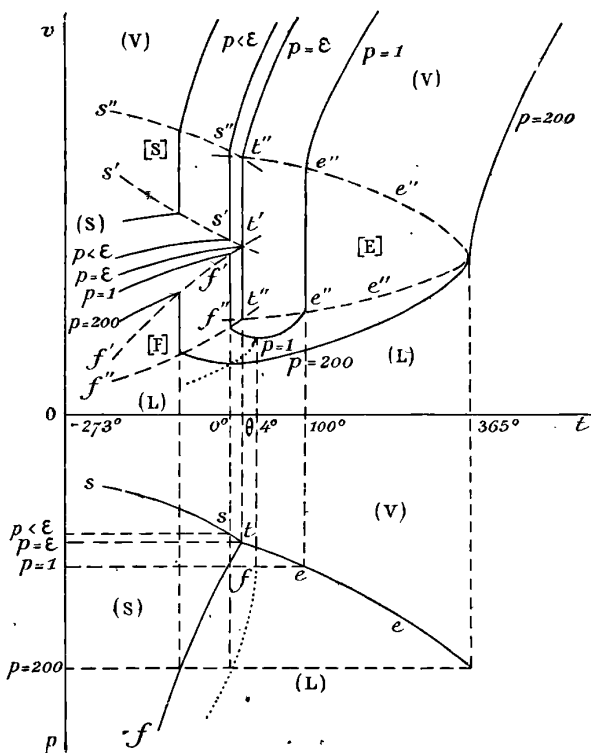


FIG. 1.

3. Ces trois surfaces cylindriques entament la surface normale $v = \varphi(t, p)$, le long des courbes S, E, F, qui marquent les limites de stabilité des états figurés par cette surface. Au-dessus des courbes S et E, la région (V) de la surface normale correspond à l'état de vapeur; au-dessous des courbes E et F, la région (L) de la surface normale correspond à l'état liquide; entre les courbes F et S, la région (S) de cette surface correspond à l'état solide. Si l'on fait le tour du palier de triple état, en restant dans le voisinage de ce palier, on rencontre successivement les états suivants :

V, [V + L], L, [L + S], S, [S + V], V.

4. Voici alors quelle est la forme des isobares.

Pour une pression supérieure à la pression ϵ du triple état, pour la pression atmosphérique $p = 1$, par exemple, si l'on fait croître la température, l'isobare s'élève jusqu'au point f' , descend de f' en f'' par le palier de fusion, continue à descendre jusqu'au maximum de densité, remonte jusqu'en e'' , se continue par le palier d'ébullition,...

Pour la pression ϵ du triple état, l'isobare atteint d'abord le point t' pour une température θ à peine supérieure à celle de la glace fondante, se continue vers le bas ou vers le haut par le palier de sublimation selon la variation de la quantité de chaleur, ...

Pour une pression inférieure à celle du triple état, l'isobare a seulement un palier de sublimation.

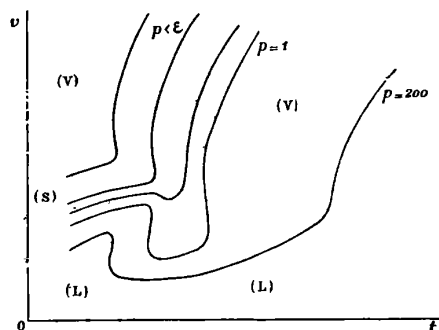


FIG. 2.

5. La ligne dont les deux projections sont ponctuées est celle du maximum de densité. Pour des pressions qui croissent de 1 à 200 atmosphères, la température du maximum de densité baisse de 4° à 0° , d'après M. Amagat.

6. Si l'on supprime dans la figure l'isobare $p = \epsilon$, si l'on remplace les paliers par des arcs présentant un point d'inflexion, et si l'on trace une isobare entre celle qui correspond à $p < \epsilon$ et celle qui correspond à $p = 1$, on obtient la figure suivante, où les isobares se déduisent les unes des autres d'une manière continue.

**FORMATION DE COMPOSÉS DANS LES SOLUTIONS D'ACIDE TARTRIQUE
ET DE MOLYBDATES ;**

Par M. P. QUINET.

M. Gernez (1) étudiant la rotation α_D que font éprouver au plan de polarisation de la lumière jaune du sodium des liqueurs titrées contenant sous le même volume un poids fixe d'acide tartrique droit et des poids variables p de divers molybdates, conclut des discontinuités présentées par les courbes $\alpha = f(p)$ à la formation dans les liqueurs de composés définis ; d'où il résulte que l'on doit renoncer à l'hypothèse de l'existence dans ces solutions de combinaisons en proportions continûment variables, hypothèse admise par Biot (2).

J'ai étudié des solutions identiques à celles de M. Gernez et j'ai cherché si des propriétés physiques autres que celle de la rotation du plan de polarisation ne conduiraient pas au même résultat.

J'ai terminé :

- 1° Les densités des solutions ;
- 2° Les rotations α_D ;
- 3° Les résistances électriques ;
- 4° Les points de congélation.

I. *Acide tartrique et molybdate de sodium.* — Les déterminations étaient faites sur des solutions contenant toutes, pour 50 centimètres cubes, 1^{er}, 25 d'acide tartrique droit et des quantités croissantes à partir de zéro de molybdate de sodium.

Les densités, les rotations et les résistances étaient mesurées à la température de $20^{\circ},5 \pm 0^{\circ},5$.

Les densités ont été obtenues par la méthode du flacon.

Les rotations étaient mesurées au saccharimètre de Landolt à l'aide d'un tube de 10 centimètres.

Les résistances électriques des solutions ont été déterminées par la méthode du pont téléphonique de Kohlrausch, la cellule électrolytique dans laquelle je mettais toujours la même quantité de solution consistait en un vase cylindrique de verre dans lequel étaient placées deux larges électrodes en platine (surface 12 centimètres carrés) que j'avais soin de platiner de temps en temps en les prenant comme électrodes et alternativement cathode et anode de la solution

(1) *J. de Phys.*, 2^e série, t. VI, p. 383 ; 1887.

(2) *Mémoires de l'Institut de France*, t. XV.

SOLUTIONS D'ACIDE TARTRIQUE ET DE MOLYBDATES 279
 électrolytique bien connue contenant: 100 grammes d'eau, 3 grammes
 de chlorure de platine et 0^{sr},20 d'acétate de plomb.

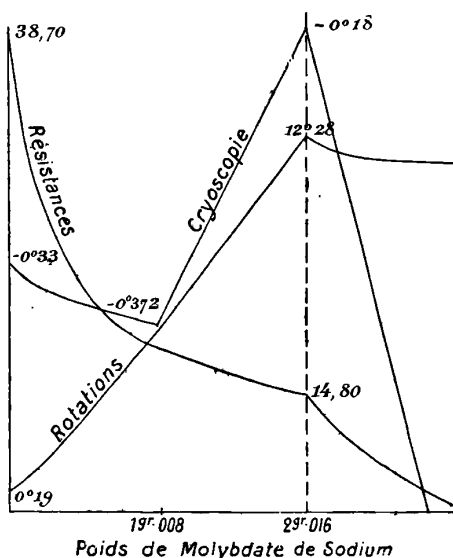


FIG. 1.

J'ai déterminé les points de congélation en prenant toutes les précautions qu'il est d'usage de prendre dans les déterminations cryoscopiques de précision ; un thermomètre Baudin au 1/50 allant de -5° à $+3^{\circ}$ me donnait les températures, je provoquais la congélation en projetant dans la solution soumise à l'expérience une parcelle de glace lorsque le thermomètre indiquait une température inférieure de quelques dixièmes de degré à la température de congélation indiquée par une expérience préalable.

Les résultats de ces diverses déterminations figurent dans le tableau suivant:

Poids de molybdate de sodium p	Molécules de ce sel pour 1 molécule d'acide tartrique	Densités des solutions	Rotations α_D	Résistances R	Points de congélation C
0 ^{sr}	0	1,0100	0° 19'	38,70	— 0°,33
0 ,084		1,0116	0° 46'	33,21	— 0°,34
0 ,168		1,0118	1° 14'	30,39	— 0°,348
0 ,336		1,0135	2° 10'	25,03	— 0°,354
0 ,504		1,0149	3° 8'	21,98	— 0°,36
0 ,672		1,0186	4° 6'	19,82	— 0°,366

Poids de molybdate de sodium p	Molécules de ce sel pour 1 molécule d'acide tartrique	Densités des solutions	Rotations α_D	Résistances R	Points de congélation C
0 ^{gr} ,840		1,0200	5° 2'	18,86	— 0°,37
0 ,924		1,022	5° 28'	18,64	— 0°,372
1 ,008	$\frac{1}{2}$	1,025	5° 58'	18,21	— 0°,374
1 ,092		1,026	6° 30'	17,81	— 0°,356
1 ,176		1,027	7° 6'	17,49	— 0°,338
1 ,344		1,029	8° 12'	16,75	— 0°,305
1 ,512		1,031	9° 14'	16,14	— 0°,272
1 ,680		1,033	10° 28'	15,60	— 0°,242
1 ,849		1,035	11° 28'	15,00	— 8°,21
2 ,016	1	1,038	12° 28'	14,80	— 0°,18
2 ,187		1,039	11° 58'	13,30	— 0°,24
2 ,253		1,041	11° 50'	11,25	— 0°,31
2 ,521		1,043	11° 48'	10,37	— 0°,38

On peut traduire ces résultats par des courbes en portant en abscisses les poids de molybdate de sodium et en ordonnées : les rotations, les résistances et les points de congélation ; la courbe des rotations représentée par des traits discontinus et relative aux solutions étudiées est en tous points identique à celle de M. Gernez.

En examinant la courbe des résistances on remarque que, pour des poids de molybdate de sodium variant de 0 à $\frac{1}{2}$ molécule, on a une portion de courbe tournant sa convexité vers l'axe des x dont les ordonnées décroissent rapidement ; à partir de $\frac{1}{2}$ molécule de sel, les ordonnées décroissent lentement et la courbe se réduit sensiblement à une droite jusqu'à ce que la solution renferme 1 molécule de sel ; à partir de ce point, la courbe présente une discontinuité brusque indiquant la formation d'un composé défini contenant 1 molécule d'acide tartrique et 1 molécule de molybdate de sodium ; pour des quantités de sel supérieures à 1 molécule, on a une portion de courbe tournant encore sa convexité vers l'axe des x .

Sur la courbe relative aux points de congélation on peut faire les remarques suivantes :

1° Pour des quantités de sel variant entre 0 et $\frac{1}{6}$ de molécule, on a une courbe convexe vers l'axe des x ;

2° Pour des quantités de sel comprises entre $\frac{1}{6}$ et $\frac{1}{2}$ molécule, on a sensiblement une droite peu inclinée sur l'axe des y ;

3° Pour des quantités de sel comprises entre $\frac{1}{2}$ et 1 molécule, on

a une nouvelle droite présentant avec la précédente un point anguleux indiquant la formation d'un composé défini entre 1 molécule d'acide tartrique droit et $\frac{1}{2}$ molécule de molybdate de sodium ;

4° Les points de congélation s'élèvent, puis, lorsque la solution contient 1 molécule de sel, les points de congélation s'abaissent et la courbe présente un point anguleux très net indiquant la formation d'un composé entre 1 molécule d'acide tartrique et 1 molécule de molybdate de sodium.

On peut remarquer que les trois courbes présentent une discontinuité située sur une même ordonnée.

II. *Acide tartrique et molybdate d'ammonium.* — L'étude des mêmes propriétés physiques faite avec des solutions identiques à celles de M. Gernez⁽¹⁾ contenant toutes sous un même volume (100 centimètres cubes) 2^{gr},50 d'acide tartrique droit et des quantités croissantes à partir de zéro de molybdate d'ammonium, m'a conduit aux résultats contenus dans le tableau suivant :

Poids de molybdate d'ammonium p	Molécules de ce sel pour 1 molécule d'acide tartrique	Densités des solutions	Rotations α_D	Résistances R	Points de congélation C
0 ^{gr}	0	1,010	0° 20'	33,70	— 0°,33
0 ,0402		1,011	0° 30'	31,05	— 0°,336
0 ,0805		1,0113	0° 40'	27,40	— 0°,34
0 ,161		1,012	0° 57'	22	— 0°,344
0 ,2415		1,0124	1° 18'	18,06	— 0°,348
0 ,322		1,0133	1° 36'	15,60	— 0°,352
0 ,482		1,0136	2° 9'	11,48	— 0°,356
0 ,644		1,0148	2° 44'	9,46	— 0°,36
0 ,965		1,0172	3° 44'	7,41	— 0°,362
1 ,288		1,0194	4° 40'	6,72	— 0°,363
1 ,931		1,024	6° 26'	6,36	— 0°,364
2 ,575	$\frac{1}{8}$	1,028	8° 16'	6,38	— 0°,362
3 ,8625		1,037	12° 20'	6,68	— 0°,322
5 ,150	$\frac{1}{4}$	1,045	16° 12'	6,93	— 0°,284
6 ,4375		1,0528	18° 4'	7,35	— 0°,282
6 ,866	$\frac{1}{3}$	1,0563	19° 24'	7,54	— 0°,281
7 ,725		1,061	19° 20'	6,90	— 0°,31
9 ,0125		1,069	19° 16'	6,29	— 0°,35
10 ,300		1,080	18° 44'	5,76	— 0°,39
15 ,450		1,110	16° 24'	4,10	— 0°,55
20 ,600		1,148	15° 20'	2,90	— 0°,71

(1) *J. de Phys.*, 2^e série, t. VII, p. 110 ; 1888.

Les densités, les rotations et les résistances ont été mesurées à la température de $20^{\circ} \pm 0^{\circ},5$.

A partir d'une certaine concentration des solutions, les rotations doivent être déterminées aussitôt la dissolution accomplie si l'on ne veut pas être arrêté par la coloration bleue que prennent les solutions par suite de la réduction du molybdate d'ammonium.

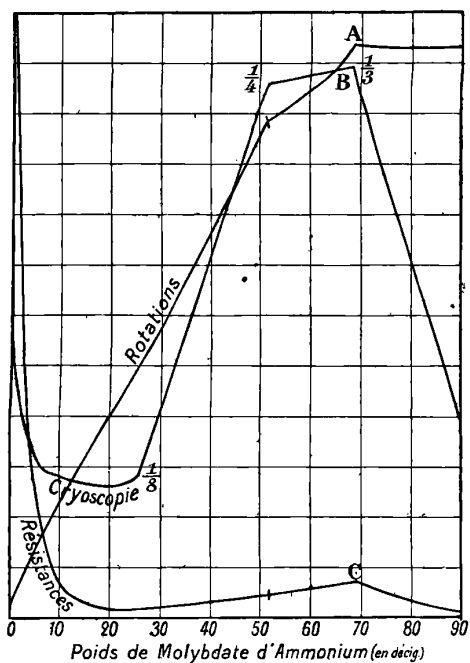


FIG. 2.

Les résultats obtenus peuvent être représentés par des courbes en portant en abscisses les quantités de sel et en ordonnées les rotations, les résistances et les points de congélation.

Les rotations donnent une courbe identique à celle de Gernez.

Les résistances des solutions diminuent très rapidement, puis lentement, et, pour des quantités de sel comprises entre $\frac{1}{8}$ et $\frac{1}{3}$ de molécule, la courbe se réduit sensiblement à une droite peu inclinée sur l'axe des x ; dès que la quantité de molybdate atteint $\frac{1}{3}$ de molé-

eule, la courbe change brusquement d'allure et la discontinuité observée indique la formation d'un composé défini entre 1 molécule d'acide tartrique et $\frac{1}{3}$ de molécule de molybdate d'ammonium.

Relativement à la courbe des points de congélation, on peut faire les remarques suivantes :

1° Les points de congélation s'abaissent rapidement jusqu'à ce que la solution renferme $\frac{1}{24}$ de molécule de sel ;

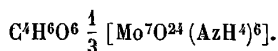
2° De $\frac{1}{24}$ à $\frac{1}{8}$ de molécule, les points de congélation varient très peu ;

3° A partir de $\frac{1}{8}$ de molécule, l'allure de la courbe change brusquement ; cette discontinuité indique la formation dans la solution d'un composé contenant 1 molécule d'acide tartrique et $\frac{1}{8}$ de molécule de molybdate d'ammonium ;

4° De $\frac{1}{8}$ à $\frac{1}{4}$ de molécule de sel, les points de congélation s'élèvent et la courbe se réduit sensiblement à une droite ;

5° A partir de $\frac{1}{4}$ de molécule, l'allure de la courbe change brusquement et cette discontinuité indique la formation d'un composé entre 1 molécule d'acide tartrique et $\frac{1}{4}$ de molécule de molybdate d'ammonium ;

6° De $\frac{1}{4}$ à $\frac{1}{3}$ de molécule, les points de congélation varient très peu ; dès que les solutions renferment une quantité de sel supérieure à $\frac{1}{3}$ de molécule, les points de congélation s'abaissent rapidement et le point anguleux présenté par la courbe indique la formation d'un nouveau composé défini répondant à



On peut remarquer que les courbes des résistances et des rotations indiquent également l'existence de ce composé.

III. *Acide tartrique et molybdate de magnésium.* — Les solutions

étudiées identiques à celles de M. Gernez contenaient toutes, sous le même volume (50 centimètres cubes), 1^{er},25 d'acide tartrique droit et des quantités croissantes de molybdate de magnésium.

Les densités, les rotations et les résistances étaient mesurées à la température de $20^{\circ} \pm 0^{\circ},5$.

Les expériences m'ont conduit aux résultats suivants :

Poids de molybdate de magnésium p	Molécules de ce sel pour 1 molécule d'acide tartrique	Densités des solutions	Rotations α_D	Résistances R	Points de congélation C
0 ^{er}	0	1,010	0° 20'	17,42	— 0°,33
0 ,0476		1,0107	0° 36'	16,12	— 0°,326
0 ,1906		1,0125	1° 12'	13,55	— 0°,316
0 ,3812	$\frac{1}{6}$	1,0146	2° 8'	11,70	— 0°,30
0 ,5719		1,0171	3° 10'	10,55	— 0°,286
0 ,7623		1,0193	4° 8'	9,94	— 0°,268
0 ,9531		1,0218	5° 13'	9,92	— 0°,248
1 ,1438	$\frac{1}{2}$	1,0238	6° 16'	10,12	— 0°,220
1 ,3344		1,0262	7° 21'	10,93	— 0°,190
1 ,5250		1,0285	8° 42'	11,82	— 0°,156
1 ,7156		1,0308	9° 50'	13,11	— 0°,122
1 ,9063		1,0331	11° 3'	15,12	— 0°,088
2 ,0969		1,0354	12° 6'	17,87	— 0°,05
2 ,1922		1,0378	12° 36'	20,46	— 0°,034
2 ,2875	1.	1,0388	13° 14'	22,77	— 0°,018
2 ,3828		1,0394	13° 12'	21,94	— 0°,02
2 ,4781		1,040	13° 6'	19,32	— 0°,032
2 ,5734		1,041	13° 2'	16,29	— 0°,048
2 ,6688		1,0425	12° 58'	14,71	— 0°,064
2 ,7641		1,0430	12° 55'	13,16	— 0°,080
2 ,8594		1,0441	12° 53'	12,16	— 0°,098
3 ,4313		1,0513	12° 40'	7,40	— 0°,186
4 ,0031		1,0588	12° 30'	6,26	— 0°,28
4 ,575		1,0653	12° 20'	5,14	— 0°,38
5 ,1467		1,0728	12° 10'	4,40	— 0°,466

Sur les courbes traduisant ces résultats on peut faire les remarques suivantes :

La courbe des rotations présentent une discontinuité très nette au point correspondant à 1 molécule de sel, ce qui indique la formation d'un composé entre 1 molécule d'acide tartrique et 1 molécule de molybdate de magnésium; la concentration des solutions augmentant, les rotations diminuent et la courbe présente une nou-

velle discontinuité au point correspondant à $\frac{25}{24}$ de molécule de sel, finalement la courbe reprend l'allure de celle obtenue par M. Gernez.

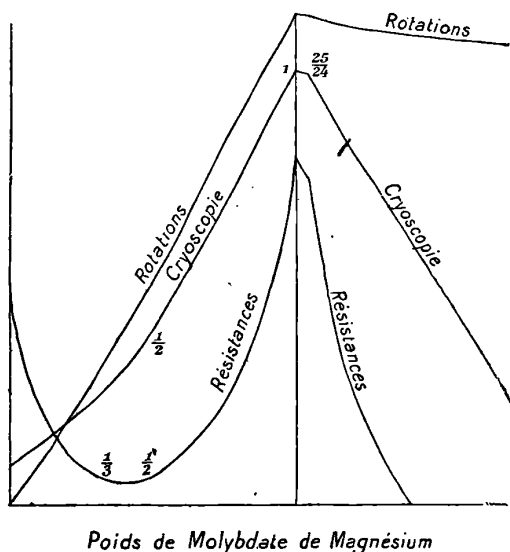


FIG. 3.

Les résistances des solutions commencent par décroître rapidement à mesure que la concentration augmente ; la proportion de sel variant de $\frac{1}{3}$ à $\frac{1}{2}$ molécule les résistances varient très peu et la courbe indique un minimum ; puis les résistances croissent jusqu'à ce que la solution renferme 1 molécule de sel, la discontinuité très nette présentée par la courbe indique la formation dans la solution d'un composé défini ; la concentration augmentant, la variation des résistances est très faible et, pour $\frac{5}{12}$ de molécule de sel, la courbe présente une nouvelle discontinuité très nette indiquant la formation d'un autre composé défini ; à partir de ce point, les résistances décroissent assez rapidement et la courbe ne présente plus de singularité.

Si on examine la courbe relative à la cryoscopie, on voit :

1° Que les points de congélation s'élèvent aussitôt que l'on ajoute

du sel à la solution et la courbe est légèrement convexe vers l'axe des x jusqu'à ce que la solution renferme $\frac{1}{2}$ molécule de molybdate de magnésium; à partir de ce point, on a sensiblement une droite;

2° Que la courbe présente une discontinuité bien nette lorsque la solution contient 1 molécule de sel, ce qui indique la formation d'un composé défini répondant à $C^4H^6O^6MoO^4Mg$;

3° Que les points de congélation des solutions renfermant des quantités de sel comprises entre 1 et $\frac{25}{24}$ de molécule restent sensiblement

les mêmes, et pour $\frac{25}{24}$ de molécule, la courbe présente une nouvelle discontinuité indiquant la formation dans la solution d'un nouveau composé défini.

On voit donc que les trois courbes : rotation, résistances et cryoscopie, présentent chacune deux discontinuités très nettes respectivement situées sur une même ordonnée. Ces courbes présentent une discontinuité douteuse pour une quantité de sel correspondant à $\frac{1}{2}$ molécule; cette discontinuité paraît plus accentuée sur la courbe de cryoscopie.

IV. *Acide tartrique et molybdate de lithium.* — Les solutions étudiées identiques à celles de M. Gerné (1) contenaient toutes sous le même volume (50 centimètres cubes) 1^{gr},25 d'acide tartrique droit et des quantités de molybdate de lithium croissantes à partir de zéro.

Les densités (2), les rotations, ont été mesurées à la température de $19^{\circ},5 \pm 0^{\circ},5$.

Les résultats obtenus sont les suivants :

(1) *J. de Phys.*, 2^e série, t. VIII, p. 576; 1889.

(2) Les densités des solutions ont été déterminées par la balance de Westphal.

SOLUTIONS D'ACIDE TARTRIQUE ET DE MOLYBDATES 287

Poids de molybdate de lithium p	Molécules de ce sel pour 1 molécule d'acide tartrique	Densités des solutions	Rotations α_D	Résistances R	Points de congélation C
0 ^{gr}	0	1,010	0° 19'		— 0°,33
0 ,0406		1,0110	0° 36'		— 0°,32
0 ,1625		1,0130	1° 30'		— 0°,30
0 ,3250		1,0145	2° 48'		— 0°,34
0 ,4875	$\frac{1}{4}$	1,0180	4°		— 0°,366
0 ,6500	$\frac{1}{3}$	1,0210	5° 14'		— 0°,38
0 ,8125		1,0228	6° 24'		— 0°,38
0 ,8938		1,0245	7° 4'		— 0°,38
0 ,9750	$\frac{1}{2}$	1,026	7° 34'		— 0°,38
1 ,0562		1,0262	8° 8'		— 0°,376
1 ,1375		1,0286	8° 50'		— 0°,374
1 ,3000		1,0300	10° 14'		— 0°,36
1 ,4623		1,0333	11° 32'		— 0°,34
1 ,5438		1,0347	12° 16'		— 0°,33
1 ,6250	$\frac{5}{6}$	1,0360	12° 54'		— 0°,318
1 ,7063		1,037	13° 26'		— 0°,302
1 ,7875	$\frac{11}{12}$	1,038	14° 14'		— 0°,29
1 ,8688		1,0395	14° 20'		— 0°,291
1 ,9500	1	1,0405	14° 26'		— 0°,292
2 ,0313		1,042	13° 50'		— 0°,33
2 ,0719		1,0428	13° 45'		— 0°,34
2 ,1125		1,0435	13° 40'		— 0°,35
2 ,2750		1,0458	13° 15'		— 0°,40

L'examen des courbes relatives aux rotations et aux points de congélation des solutions permet de faire les remarques suivantes :

1° Les rotations croissent avec la concentration et la courbe ne présente pas de singularité tant que la solution ne contient pas $\frac{11}{12}$ de molécule de sel : A partir de ce point, les rotations varient peu et la courbe se réduit à une droite sensiblement parallèle à l'axe des x ;

2° A partir de 1 molécule, la courbe, d'abord convexe vers l'axe des x , se réduit à une droite montrant bien la faible variation des rotations ;

3° Les points de congélation s'élèvent tant que la quantité de sel contenue dans la solution est inférieure à $\frac{1}{12}$ de molécule ; de $\frac{1}{12}$ à $\frac{1}{3}$

de molécule, les points de congélation s'abaissent assez rapidement et la courbe présente un point anguleux très net indiquant la formation d'un composé défini entre 1 molécule d'acide tartrique et $\frac{1}{12}$ de molécule de molybdate de lithium;

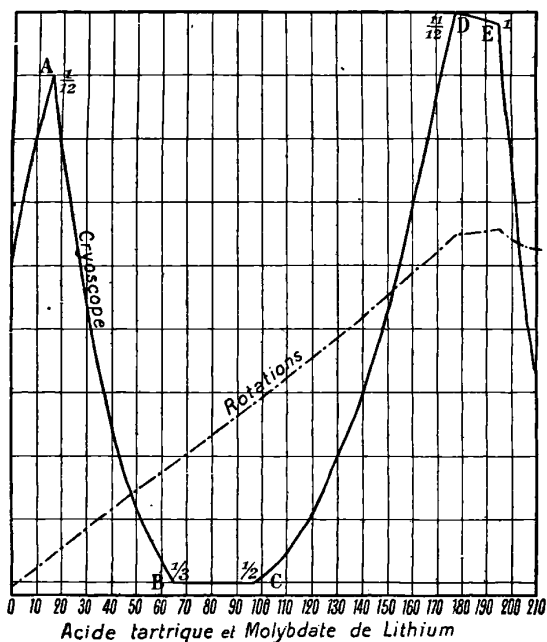


FIG. 4.

4° Les quantités de sel variant de $\frac{1}{3}$ à $\frac{1}{2}$ molécule, les points de congélation des solutions restent les mêmes et l'on a une parallèle à l'axe des x ;

5° A partir de $\frac{1}{2}$ molécule jusqu'à $\frac{11}{12}$ de molécule de sel, les points de congélation s'élèvent; de $\frac{11}{12}$ à 1 molécule, la courbe représentative est une droite peu inclinée sur l'axe des x ; à partir de 1 molécule, les points de congélation s'élèvent rapidement.

Les discontinuités très nettes présentées par la courbe de cryoscopie indiquent l'existence dans les solutions étudiées de composés définis tous formés de 1 molécule d'acide tartrique et des quantités

de molybdate de lithium variant par $\frac{1}{12}$; ces composés répondent à la formule : $C^4H^6O^6 \frac{n}{12} MoO^4Li^2$; il est possible que n puisse prendre toutes les valeurs entières comprises entre 1 et 12, mais l'étude des solutions ne fait qu'indiquer nettement les composés répondant à la formule générale ci-dessus dans laquelle n aurait les valeurs : 1, 4, 6, 11, 12.

On peut remarquer que les courbes de rotation et de cryoscopie présentent chacune deux discontinuités très nettes, respectivement situées sur une même ordonnée.

En résumé :

L'étude des densités, des résistances, des rotations et des points de congélation des solutions d'acide tartrique droit et des molybdates de sodium, d'ammonium, de magnésium et de lithium permet de mettre en évidence la formation de composés définis qui se produisent dans les solutions.

Pour chaque groupe de solutions, toutes les propriétés physiques étudiées présentent des discontinuités pour les mêmes quantités de molybdate.

Les courbes relatives aux densités non figurées ici présentent des discontinuités peu nettes. Si l'on examine les courbes ci-dessus, on voit que les discontinuités qu'elles présentent sont indiquées assez nettement par les courbes des résistances, puis plus nettement par les courbes des rotations et *plus nettement encore par les courbes des points de congélation* : ces dernières courbes montrent non seulement l'existence de tous les composés indiqués par les résistances et les rotations, mais elles indiquent encore nettement la formation d'autres composés.

Desorte que les propriétés physiques permettant de déceler la formation de composés dans les solutions d'acide tartrique droit et de molybdates peuvent être ainsi classées par ordre croissant en netteté :

- 1° Densités ;
- 2° Résistances ;
- 3° Rotations ;
- 4° Points de congélation.

Je me propose de déduire des résultats précédents les valeurs du coefficient d'ionisation en fonction des concentrations.

Ce travail a été fait au laboratoire de l'Institut de Physique de Lille, sous la haute direction de M. Damien, doyen de la Faculté des sciences, que je tiens à remercier bien vivement ici.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

N° 16 ; 15 août 1907.

R. REIGER. — Ueber die Elastizität von Gelatinolösungen und ein methode zur Bestimmung der Koagulationsgeschwindigkeit (Sur l'élasticité des solutions de gélatine ; nouvelle méthode pour la détermination de la vitesse de coagulation).

La mesure du module d'élasticité se fait mieux par la méthode dynamique que par la méthode statique. Elle montre que les solutions parfaitement coagulées de gélatine se comportent comme des corps solides. Les solutions imparfaitement coagulées se comportent vis-à-vis de la méthode statique comme les autres liquides ; elles ne paraissent pas être élastiques, mais elles le sont cependant, comme le prouve la méthode dynamique, ainsi que tous les liquides visqueux.

H.-A. LORENTZ. — Das Licht und die Struktur de Materie
(La lumière et la constitution de la matière).

Discours prononcé à l'ouverture du Congrès néerlandais des sciences naturelles et médicales.

N° 17 ; 1^{er} septembre 1907.

W. EICKHOFF. — Ueber das Sprühen von Kondensatoren (Sur le jaillissement d'étincelles dans les condensateurs).

Les nombreuses étincelles qui jaillissent des armatures quand la différence de potentiel est grande augmentent un peu la capacité du condensateur, et s'il fait partie du circuit d'un oscillateur, elles diminuent la fréquence et altèrent la résonance. Pour les oscillateurs de la télégraphie sans fil, il vaut mieux employer une faible longueur d'étincelles et grouper en parallèles deux ou trois séries de deux ou trois condensateurs.

- S. TERESCHIN et A. GEORGIEWSKY. — Über die Elektrisierung des menschlichen Körpers bei einigen Bewegungen (Sur l'électrisation du corps humain dans quelques mouvements).

Elle paraît due non pas au raccourcissement et allongement des muscles, mais à la variation de capacité du condensateur formé par le corps et les habits.

- M. BORN et E. OETTINGER. — Variationsprinzip der Wärmetheorie
(Le principe de l'évolution dans la théorie de la chaleur).

Le principe de Clausius concernant la variation de l'entropie d'un système isolé peut s'énoncer : Quand un phénomène parfaitement irréversible a lieu dans un système isolé, on peut déterminer le sens et la marche tant qu'on ne recherche que le résultat final et qu'on ne fait pas intervenir le temps.

- J. STARK et F. GIESEL. — Die Lichtemission von Luft und Helium unter dem Einfluss der α Strahlen (L'émission lumineuse de l'air et de l'hélium sous l'influence des rayons α).

Sous l'influence des rayons α du polonium, l'azote donne un spectre de bandes et l'hélium un spectre de lignes.

N° 18 ; 15 septembre 1907.

- J.-E. PURVIS. — Untersuchungen über die Zeeman - Phänomene (Recherches sur les phénomènes de Zeeman).

Les recherches effectuées sur de nouveaux métaux Va, Pt, Ir, Pd, Rh, Ru, Ti, Cr, Mn, Pb, Zn, H, Bi, Au, montrent que les raies de leurs spectres d'étincelles se séparent en différentes composantes dont l'aspect est le même non seulement au point de vue de leur intensité relative, mais aussi de leur polarisation et des valeurs $\frac{d\lambda}{\lambda}$.

Cette analogie existe entre les lignes appartenant : 1° au même élément ; 2° à des éléments de la même famille chimique ; 3° à des éléments tout à fait différents.

L.-W. AUSTIN.— Ueber den thermoelektrischen Detektor für elektrischen Wellen mit sehr hohem Kontaktwiderstand (Sur le détecteur thermoélectrique à grand résistance de contact employé pour les ondes électriques).

L'auteur en indique trois formes très sensibles obtenues en employant le tellure avec Al ou Si.

K.-E.-F. SCHMIDT. — Studien zum Barretter (Études sur une forme du bolomètre).

L'auteur décrit une forme de l'instrument destinée aux oscillations électriques rapides. La sensibilité de l'appareil croît avec la résistance du bolomètre, et dépend peu de la température extérieure dans les conditions ordinaires.

On obtient la plus grande sensibilité en rendant la résistance totale du pont la plus faible possible.

G. ATHANASIADIS. — Bestimmung von Selbstinduktionskoeffizienten mittels Differentialelektrometer (Détermination des coefficients de self-induction au moyen de l'électromètre différentiel).

La résistance R à mesurer est en série avec une résistance R_1 sans self, dans un circuit traversé par des courants sinusoïdaux. L'extrémité commune des deux résistances est reliée avec le sol, avec l'aiguille et les quadrants adjacents 2-3: les autres extrémités sont reliées respectivement aux quadrants 1 et 4. On fait varier R jusqu'à ce que l'électromètre revienne au zéro.

W. WOOD. — Eine Interferenzmethode zur Auffindung von gesetzmäßigkeiten linienreichen Spektren (Méthode interférentielle pour découvrir les lois de la répartition des raies dans un spectre où elles sont nombreuses).

L. MANDELSTAM. — Zur Theorie der Dispersion (Sur la théorie de la dispersion).

Remarque sur quelques points de la théorie électromagnétique de Planck.

E. SOMMERFELDT et H. HOPPEL. — Ueber eine neue experimentelle Methode zur Bestimmung des optischen Achsenwinkels von Kristallen (Une nouvelle méthode expérimentale pour la détermination de l'angle des axes optiques des cristaux).

E. ZSCHIMMER. — Versuch über die Abhängigkeit der Ultraviolett durchlässigkeit der Gläser von ihrer chemischen Zusammensetzung (Recherches sur la relation entre la transparence des verres pour l'ultra-violet et leur composition chimique).

B^2O^3 et SiO^2 sont très transparents ; mais l'addition des autres oxydes diminue beaucoup cette transparence.

A. ORLOW. — Eine Blase aus Schusterpech (Une bulle de poix noire).

Expérience de cours montrant la fluidité des solides.

H. REBENSTORFF. — Verkürzte Reduktion von Gasmengen (Méthode abrégée pour réduire les masses gazeuses aux conditions normales).

N° 19 ; 1^{er} octobre 1907.

R.-E.-F. SCHMIDT. — Ueber elektrische Schwingungen welche durch eine Wassertofffunkenstrecke erregt sind (Sur les oscillations électriques obtenues par le passage de l'étincelle dans l'hydrogène).

Dans les recherches de laboratoire, elles donnaient une constance bien supérieure à celle que l'on obtient dans l'air ; mais elles ne peuvent être employées avantageusement à la télégraphie sans fil, car elles sont très amorties et ont une action plus faible sur le résonateur.

R.-E.-F. SCHMIDT. — Dämpfung in Sende- und Empfangssystemen für drahtlose Telegraphie (Amortissement dans les systèmes expéditeur et récepteur de la télégraphie sans fil).

L'auteur décrit des dispositions de ces systèmes, qui donnent à l'oscillation le plus faible amortissement possible. La réception de l'onde se fait mieux, quand le système est au sol, par un fil conducteur dont la position a une grande influence sur la sensibilité du récepteur.

Il peut en outre y avoir une grande différence d'action, suivant que l'oscillation se produit dans une antenne verticale et horizontale.

M. BARKHAUSEN. — Funkenwiderstand (La résistance de l'étincelle).

Théorie de l'étincelle électrique en l'assimilant à un arc à courant alternatif.

Théorie mathématique et vérifications expérimentales.

BELA GATI. — Einige Messversuche der ankommenden Ströme bei der drahtlosen Telegraphie (Quelques expériences de mesure des courants reçus dans la télégraphie sans fil).

Les instruments à miroir ne peuvent servir dans les cas où le récepteur se meut comme sur les navires ; la mesure se fait bien avec un bolomètre et un microampèremètre.

J. BECQUEREL. — Untersuchung über die magneto-optischen Erscheinungen in Kristallen (Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux).

Les phénomènes magnéto-optiques découverts dans les cristaux de xénotime et de tysonite conduisent aux résultats suivants :

1° Leurs bandes d'absorption sont modifiées par un champ magnétique et l'ordre de grandeur des déplacements est souvent beaucoup plus grand que l'effet correspondant dans les vapeurs. Ceci conduit à admettre, pour certains électrons, que le rapport $\frac{m}{e}$ est environ 9 fois plus grand que pour les particules cathodiques ;

2° Pour certaines bandes, le sens du phénomène correspond à des charges positives ;

3° Pour un cristal placé dans un champ magnétique, il faut considérer les vibrations perpendiculaires à la direction de propagation de la lumière et celles qui lui soient parallèles, car le spectre de ces dernières subit des modifications considérables et en général dissymétriques ;

4° Le sens variable du pouvoir rotatoire magnétique dans le voisinage des bandes est une conséquence de leurs modifications et de la dispersion anormale correspondante.

Une théorie mathématique de ces phénomènes, généralisation de la

théorie de Voigt sur le phénomène de Zeeman, dans les corps isotropes, explique dans leur ensemble les faits précédents et l'accord est bon, Cependant un certain nombre de faits restent inexplicés ; l'auteur en cite un observé sur le xénotime.

A la température de l'air liquide, les bandes présentent une netteté et une intensité remarquable et se résolvent, en général, en plusieurs composantes.

La théorie, sous la forme donnée, ne peut expliquer les phénomènes présentés par immersion dans l'air liquide ; il y a lieu de la généraliser.

F. KOHLRAUSCH. — Zur Erklärung der Unipolarität bei atmosphärischen Zerstreuungsmessungen (Sur l'explication de l'unipolarité dans les mesures de la dispersion atmosphérique).

Les mesures faites par l'auteur ne sont pas d'accord avec la théorie de Kurz.

J.-G. DAVIDSON. — Einige Wirkungen des ultra-violetten Lichtes
(Quelques effets de la lumière ultra-violette).

Si des fils métalliques sont placés dans un gaz ionisé, ils perdent, sous l'influence de la lumière ultra-violette, leur charge négative bien plus vite qu'avant.

W. HEALD: — Die Absorption von Wasserstoff seitens dünner Metallschichten
(L'absorption de l'hydrogène par les lames métalliques minces).

Le métal forme la cathode d'un tube à décharge fermé et plein d'hydrogène à une pression connue. On vaporise la cathode et on note la variation de pression.

L'acier, Cd, Ag sont lentement absorbants, Al et Pt rapidement, Zn pas du tout.

N° 20; 15 octobre 1907,

H. AMBRONN. — Ueber den Pleochröismus in Metallspiegeln
(Sur le pléochroïsme des miroirs métalliques).

Il se produit toujours en même temps qu'une orientation commune

des particules constituant la couche métallique, quel que soit son mode de formation.

C. RIES. — Selbsttätiger Unterbrecher (Interrupteur automatique).

L'auteur réclame la priorité de la découverte.

REINHOLD RUDENBERG. — Ein Methode zur Erzeugung von Wechselströmen beliebiger Periodenzahl (Méthode pour produire des courants alternatifs de fréquence quelconque).

Les alternateurs donnent des courants de fréquence constante faible.

Les oscillations donnent une grande fréquence, mais peu constante.

L'auteur indique une installation dans laquelle le circuit des oscillations sert seulement à fixer la fréquence, mais l'énergie utilisée est empruntée à un alternateur. On peut d'ailleurs modifier facilement la fréquence.

V. CONRAD. — Ein transportable Tropfenkollektor zur Messung des luftelektrischen Potentialgefälles (Un collecteur de gouttes transportable pour la mesure des chutes du potentiel dans l'air).

E. GOLDSTEIN. — Ueber zweifache Linienspektren chemischer Elemente (Sur les deux spectres de raies des éléments chimiques).

Cs, Rb et K possèdent deux spectres de raies n'ayant aucune raie commune.

Pour de faibles décharges, on obtient un spectre où les raies se partagent en séries, puis, quand l'intensité de la décharge augmente, comme dans l'arc, il se superpose d'autres raies à ces séries, et enfin, pour de violentes décharges, les séries disparaissent, et on a un spectre de raies non sériées, le spectre fondamental. Il correspond probablement à la particule simple.

Quand on passe à ce spectre, la couleur change brusquement, pour Rb; elle passe du rose au bleu ciel, pour Cs du bleu au gris vert. Pour Na, Li, Cl, Br, l'auteur a constaté seulement l'apparition de nombreuses raies, mais n'a pas obtenu la disparition complète des

séries : la tension nécessaire augmente pour les corps d'une même famille, quand le poids atomique diminue.

C. FREDENHAGEN. — Ueber reine Temperaturstrahlung
(Sur le rayonnement d'origine purement thermique).

Discussion des expériences de Paschen et de l'influence de l'hétérogénéité de température de la masse gazeuse rayonnante.

F.-G. WICK. — Spektrophotometrische Untersuchungen über des absorptionsvermögen und die Fluoreszenz des Resorufins (Recherches spectrophotométriques sur le pouvoir absorbant et la fluorescence de la résorufine).

Les résultats obtenus dans l'étude de la résorufine conduisent aux lois suivantes :

1° Les solutions fluorescentes sont des substances optiquement parfaites, c'est-à-dire qui suivent la loi de Lambert ;

2° La loi de Beer, d'après laquelle une augmentation de concentration entraîne une augmentation d'épaisseur de la couche absorbante, n'est valable que pour les solutions étendues et non pas pour les solutions concentrées ;

3° Une variation de concentration d'une solution fluorescente n'a aucune influence sur le caractère du spectre de fluorescence.

F.-G. WICK. — Fluoreszenzabsorption im Resorufin
(L'absorption fluorescente de la résorufine).

Une substance fluorescente absorbe les rayons qu'elle émet pendant l'excitation, mais cette absorption semble être indépendante de l'intensité de la lumière qui traverse. L'absorption augmente avec l'épaisseur jusqu'à une limite au delà de laquelle une augmentation d'épaisseur n'a aucune influence. La position des bandes d'absorption correspond à celle des bandes d'émission fluorescente.

K. SCHRETER. — Bestimmung von g mit der Fallmaschinenwage
(Détermination de g au moyen de la machine d'Atwood).

W. von ULJANIN. — Eine einfache Form des Lochunterbrechers
(Une forme simple de l'interrupteur à trou).

G. MELANDER. — Neuz Versuche uber die Erregung staticher elektrischer Ladungen bei Reibung (Nouvelles recherches sur la production de charges électrostatiques par frottement).

La nature des charges électriques prises par les deux corps frottés dépend de leurs températures.

Ainsi avec de la laine froide le verre s'électrise positivement, mais avec de la laine fortement chauffée il s'électrise négativement.

A. GOCKEL. — Ueber die in der Atmosphäre enthaltenen radioaktive Materie (Les substances radioactives contenues dans l'atmosphère).

Un fil métallique tendu dans l'air se recouvre des produits de destruction du thorium et du radium et devient radioactif. Le phénomène croît beaucoup en intensité quand on s'élève dans l'atmosphère.

C.-E. GUYE et L. ZEBRIKOFF. — Ueber die Potentialdifferenz des Gleichstromlichtbogen zwischen Metallelektroden (Sur la différence de potentiel entre les électrodes métalliques dans l'arc à courant continu).

Cette différence de potentiel variable avec l'intensité du courant et la longueur de l'arc obéit à la formule :

$$e = a + bl + \frac{c + dl}{i},$$

établie pour le cas des électrodes en charbon.

B. BRUNHES et P. DAVID. — Ueber einen atmenden Brunnen am Gipfel des Puy de Dôme; Jährliche Änderung des Richtungs sinnes des Luftstromes an der Mündung (Sur une caverne respirante au sommet du puy de Dôme; variation annuelle du sens du courant d'air à l'ouverture).

Le sens du courant d'air est indépendant de la pression extérieure; il subit un changement de sens annuel; pendant l'été, l'ionisation de l'air à l'ouverture est du même ordre de grandeur qu'aux environs; mais, pendant l'hiver, elle est beaucoup plus forte, et la température ne subit aucune variation quotidienne.

N° 21 ; 24 octobre 1907.

RAPPORTS ET DISCUSSIONS PRÉSENTÉS AU LXXIX^e CONGRÈS
DES SCIENCES NATURELLES, A DRESDE.

E. GEHRCKE et O. REICHENHEIM. — Anodenstrahlen (Les rayons anodiques).

Les rayons anodiques émis par Li, Na, Sr sont constitués par des ions métalliques.

Une grande partie de ces rayons partent de l'anode même et suivent des lois analogues à celles des rayons cathodiques.

E. GEHRCKE et O. REICHENHEIM. — Die Strahlen der positiven Elektrizität
(Les rayons d'électricité positive).

Vue d'ensemble historique des différentes espèces de rayons positifs et leurs relations.

C. FREDENHAGEN. — Ueber die Emissionsursachen der Spektren
(Sur les causes de l'émission spectrale).

Histoire des idées émises depuis Kirchhoff et Bunsen sur les causes de l'émission spectrale ; idées actuelles sur la constitution des spectres de raies.

H.-W. SCHMIDT. — Ueber den Durchgang der Strahlen β des Aktiniums durch
Materie (Sur le passage des rayons β de l'actinium à travers la matière).N° 22 ; 1^{er} novembre 1907.A. RIGLI. — Ueber die elektromagnetische Masse des Elektrons
(Sur la masse électromagnétique de l'électron).

Remarques sur une traduction imparfaite d'une note de l'auteur sur la définition de l'électron.

M. LEVIN. — Notiz über den Radiumgehalt von Uranpräparaten
(Note sur la teneur en radium des préparations d'uranium).

En cherchant à quelle quantité de radium correspond l'émanation

contenue dans les solutions des sels d'uranium, on trouve qu'elle n'est pas proportionnelle à l'âge de la préparation; elle n'est donc pas due à une transformation de l'uranium, et elle dépend beaucoup de la façon dont on a fait la préparation.

G. RUMELIN. — Ueber die Periode der Radiumemanation
(Sur la période de l'émanation du radium).

Les méthodes employées pour la mesure de la période comportent quelques causes d'erreur.

L'auteur indique une méthode qui les évite et qui donne pour la période 375 jours.

A. SOMMERFELD. — Ueber den Wechselstromwiderstand der Spulen
(Sur la résistance des bobines pour les courants alternatifs).

Comparaison et discussion des formules proposées par Battelli et par l'auteur pour la valeur de cette résistance. L'erreur de la formule de Battelli consiste dans une application inexacte de la formule de lord Rayleigh pour le calcul de la résistance d'un fil rectiligne servant de comparaison. Les résultats de l'expérience concordent avec la formule de l'auteur.

A. BATTELLI. — Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den elektrischen Leitungswiderstand der Solenoïde für Ströme hoher frequenz (IV Teil)
[Recherches théoriques et expérimentales sur la résistance électrique des solénoïdes pour les courants de haute fréquence (4^e partie)].

Recherches expérimentales effectuées au moyen d'un calorimètre décrit par l'auteur pour vérifier la formule :

$$\frac{R'}{R} \sqrt{T} = C^{te},$$

R et R' étant les résistances des deux fils de même nature et même longueur, l'un rectiligne, l'autre enroulé en solénoïde, et T la période du courant alternatif. La concordance est assez bonne, mais l'amortissement des oscillations complique le phénomène.

G.-F.-C. SEARLE. — Ueber die Kraft welche erforderlich ist um eine in Bewegung befindliche elektrisierte Kugel aufzuhalten (Sur la force nécessaire pour arrêter une sphère électrisée en mouvement).

En généralisant la méthode et les résultats de Hertz relatifs à la force nécessaire pour mettre la sphère en mouvement, l'auteur calcule la force nécessaire pour arrêter une sphère chargée et mobile dans le cas où elle a une charge uniforme d'abord superficielle, puis en volume, et il cherche ce que deviennent les résultats quand la vitesse de la sphère tend vers celle de la lumière.

Le résultat est simple dans le cas de la charge superficielle. Soient a le rayon de la sphère, u sa vitesse, K sa perméabilité magnétique; v la vitesse de la lumière, Q cette charge uniforme; on a :

$$F = \frac{Q^2}{2Ra^2} \left(\frac{v}{u} - \frac{v^2 - u^2}{2u^2} \log \frac{v + u}{v - u} \right).$$

Quand u tend vers v , F tend vers $\frac{Q^2}{2Ka^2}$, et quand $\frac{u}{v}$ est faible, on peut prendre :

$$F = \frac{Q^2 u}{3Ra^2 v}.$$

La formule est plus compliquée quand la charge est en volume, mais la force tend encore vers une limite quand u tend vers v .

L'auteur compare ces résultats à ceux de Hertz relatifs à la mise en mouvement de la sphère chargée.

W. WINTER. — Neue Beobachtungen bei einer an einem Pol der Sekundärspule eines Teslatransformators strahlenden Antenne (Nouvelles observations au sujet d'une antenne reliée à un pôle du secondaire d'un transformateur de Tesla).

Cette antenne présente le phénomène découvert par Himstedt pour une pointe.

L'antenne émet quatre espèces de rayonnement se succédant rapidement, de sorte qu'il existe quatre régions coexistantes, cylindriques et coaxiales telles que deux régions voisines chargent des sondes d'électricités de signes contraires. Ce phénomène s'explique par l'émission d'ions d'espèces différentes.

H.-J. REIFF. — Leuchtschilder für den Experimentiertisch bei verdunkeltem Hörsaal (Étiquettes lumineuses pour la table à expérience dans un amphithéâtre obscur).

J.-J. TAUDIN-CHABOT. — Das Marmarometer oder Resonanzflimmerphotometer (Le marmaromètre ou photomètre à scintillation).

Il donne de bons résultats pour les flammes vacillantes.

E. MEYER. — Die Berechnung der Durchbiegung von Stäben deren Material dem Hookeschen gesetzte nicht folgt (Calcul de la courbure des tiges dont la substance ne suit pas la loi de Hooke).

Ce calcul peut se faire si on connaît la relation $E = f(\sigma)$ qu'il y a entre la dilatation et la traction, à condition que cette relation soit la même pour les fibres de la tige courbée et de la même tige simplement tirée ou pressée.

Les mesures ont été faites sur des tiges de fonte.

N° 24 ; 1^{er} décembre 1907.

J. STARK. — Elementarquantum der Energie, Modelle der negativen und der positiven Elektrizität (Quantité élémentaire d'énergie, modèles de l'électricité négative et positive).

Le principe de la relativité, combiné à celui de moindre action, conduisent à la relation :

$$(1) \quad M_0 = \frac{E_0}{c^2},$$

M_0 étant la masse d'un corps pour une vitesse nulle, E_0 son énergie interne, c la vitesse de la lumière.

La quantité élémentaire d'électricité est $E = 3,2 \times 10^{-10}$ unités électrostatiques C. G. S. ; la mesure de $\frac{e}{m_0}$ donne $m_0 = 5,65 \times 10^{-28}$ grammes ; c'est la masse de l'électron négatif ou quantité élémentaire de masse. La relation (1) donne alors la quantité élémentaire d'énergie $e_0 = 5,08 \times 10^7$ ergs. En admettant la loi du rayonnement de Planck, on définit une quantité élémentaire de temps $T_0 = 1,08 \times 10^{-20}$ secondes et on constitue ainsi un système d'unités fondamentales.

§ B.-B. BOLTWOOD. — Mitteilung über ein neues radioaktives Element
(Un nouvel élément radioactif).

Cet élément a des propriétés voisines de celles du thorium ; il existe dans les minerais d'uranium, et c'est probablement le produit intermédiaire entre l'uranium et le radium. Il ne donne pas d'émanation, émet des rayons α et β facilement absorbables ; son activité est environ $\frac{8}{10}$ de celle du radium.

L'auteur propose le nom de « Ionium ».

W.-H. BRAGG. — Über die Zerstreuung der Strahlen α
(Sur la dispersion des rayons α).

Contrairement à l'opinion de M^{me} Meitner, cette dispersion ne peut expliquer les effets observés par M^{me} Curie sur la variation de l'ionisation derrière deux plateaux traversés par des rayons α , quand on intervertit leur ordre.

F. JENTZSCH. — Die Radioaktivität der Kissinger Heilquellen
(La radioactivité des sources minérales de Kissingen).

Pour quelques sources, elle est due à l'émanation dissoute ; pour les autres, au sédiment.

CADY et ARNOLD. — Ueber den elektrischen Lichtbogen zwischen Metallelektroden (Sur l'arc électrique entre deux électrodes métalliques).

Entre deux électrodes de fer à l'air libre, il existe deux types d'arc qui diffèrent par leur apparence et par leur caractéristique. Le passage de l'un à l'autre est analogue au point de sifflement dans l'arc au charbon, mais la cause n'est pas la même. Il résulte de la perte de masse des électrodes, du spectre de l'arc et de sa température, que le premier arc est caractérisé par l'absence de vaporisation à l'anode.

On ne peut, dans l'air, entretenir les deux types d'arc que pour Cu et Fe, mais dans Az, sous pression réduite, on peut passer de la

décharge par effluves aux deux formes d'arc entre une cathode de charbon et des anodes de Pb, Ag et C.

Dans aucune condition, Pt et Fe ne donnent un premier arc stable. La chute de potentiel entre les deux pôles de l'arc, quand celui-ci passe par le point critique du premier type au second, doit s'attribuer en partie à la diminution de la force thermoélectrique à l'anode et en partie à l'augmentation de la conductibilité de la vapeur dans l'arc. Il existe une relation entre ce point critique et la température de fusion de l'anode, mais elle est peu nette.

Les auteurs ont fait une série de recherches sur les oscillations électriques dans l'arc avec des anodes de Fe, Cu, Ag. Pour une intensité de courant inférieure à 2 ampères, le second type d'arc émet un sifflement, qui est souvent accompagné de retours à la première forme.

MAX PLANCK. — Zur Theorie der Dispersion (Sur la théorie de la dispersion).

Remarques au sujet d'une critique de Mandelstam.

F. PASCHEN. — Ueber reine Temperaturstrahlung (Sur le rayonnement d'origine purement thermique).

L'auteur combat les conclusions de Fredenhagen relatives à l'émission des spectres sélectifs.

N° 25; 15 décembre 1907.

J. STARK. — Beziehung des Doppler-Effektes bei Kanalstrahlen zur Planckschen Strahlungstheorie (Relation entre l'effet Doppler pour les rayons-canaux et la théorie du rayonnement de Planck).

Le spectre des rayons-canaux montre trois espèces de raies. Les unes, dont l'intensité est constante, sont dues au choc avec des rayons cathodiques; la deuxième espèce est due à une émission d'origine thermique, et la troisième espèce se compose de raies dont l'intensité est variable. D'après la théorie de Planck, il existe une relation entre l'énergie cinétique des rayons-canaux et l'intensité de ces raies. Elles sont dues à la transformation d'une partie de l'énergie cinétique d'un cas positif en énergie rayonnante de ses électrons par

suite d'un choc avec une autre particule matérielle. Cette fraction α ou coefficient de rayonnement est une fraction de la longueur d'onde caractéristique pour l'ion considéré.

Dans ce choc, il n'y aura émission que si l'énergie cinétique de l'ion dépasse une certaine valeur. La raie correspondante apparaît brusquement, α varie très peu pour les raies d'une même série ; il a une valeur caractéristique de cette série. La théorie de Planck montre précisément qu'il peut exister dans l'effet Doppler pour les rayons-canaux un ou plusieurs minima. On a trouvé un minimum pour les rayons-canaux de H, Hg, Az, O, He, Ar, Li, Na ; on n'a pas encore nettement observé plusieurs minima.

MAX TOEPLER. — Ueber gleitende Entladung (Sur la décharge glissante).

L'auteur publie le détail des mesures dont il avait donné le résultat dans un précédent article.

W. EICKHOFF. — Ueber eine Methode um die Entladungen von Kondensator-kreisen mit Funkenstreken regelmässiger gestalten (Sur une méthode permettant d'obtenir plus régulières les décharges des condensateurs au moyen de la distance explosive).

A l'une des boules entre lesquelles éclate l'étincelle, il suffit de souder un fil métallique terminé en pointe.

G. BENISCHKE. — Ueber das Sprühen von Kondensatoren
(Sur le jaillissement des condensateurs).

Il n'est pas dû seulement à l'augmentation de la capacité, comme le pense Eickhoff.

O.-M. CORBINO. — Zur Erzeugung von Wechselströmen beliebiger Periodenzahl
(Sur la production de courants alternatifs de fréquence quelconque).

L'auteur réclame la priorité de la découverte de M. Rùdenberg.

R. von TRAUBENBERG et B. MONASCH. — Ueber die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetische Schwingungen bei Dämpfungsmessungen (Sur l'emploi des oscillations électromagnétiques non amorties dans les mesures d'amortissement).

On mesurera simplement le coefficient d'amortissement d'un résonateur en employant des ondes non amorties et en construisant la courbe de résonance, avec des ondes amorties; elle dépend des coefficients de l'oscillateur et du résonateur.

C. FREDENHAGEN. — Die Emissionsursache der Hauptserielinien der Alkalimetalle und der Dopplereffekt an den Kanal- und Anodenstrahlen (La cause de l'émission des raies de la série principale pour les métaux alcalins et l'effet Doppler pour les rayons-canaux et anodiques).

L'émission de la raie D et de raies de la série principale pour les métaux alcalins est due à la rencontre d'un ion positif métallique, issu de l'anode avec l'oxygène. La mesure de l'effet Doppler confirme les valeurs prévues par le rapport V' de la vitesse de l'atome de Na à celle de la molécule d'oxyde.

JEAN BECQUEREL. — Ueber den Einfluss von Temperaturänderungen auf die Absorption in festen Körper (Influence des variations de température sur l'absorption par les corps solides).

Les variations de température influent, dans les cristaux des terres rares, sur la période d'oscillation des électrodes absorbants. Par refroidissement, les bandes d'absorption se déplacent en général vers les petites longueurs d'ondes, mais quelquefois dans le sens opposé. La largeur et l'intensité de ces bandes varient aussi; quand la température baisse, la largeur diminue, mais les maxima d'absorption croissent presque toujours; cependant quelques bandes diminuent d'intensité en se resserrant.

Les bandes d'émission fluorescente des sels d'uranyle subissent des variations analogues liées à celles des bandes d'absorption.

Les changements de couleur des corps par variation de températures sont dus à ceux des bandes d'absorption.

Les variations de largeur des bandes des cristaux suivent la loi simple suivante :

La différence des périodes des deux oscillations qui correspondent aux maxima de la variation dans la courbe de dispersion varie proportionnellement à la racine carrée de la température absolue.

La largeur, en général considérable, de ces bandes pour les solides, tient en grande partie au très grand nombre de chocs moléculaires.

F. POCKELS. — Zur Frage der Gewichtsänderung von Sanduhren während des Fallens der Sandteilchen (Sur la variation de poids des sabliers pendant la chute des grains de sable).

L'auteur démontre qu'une telle variation ne peut se produire.

E. BOSE. — Ueber eine neue Dampfdruck Interpolationsformel (Sur une nouvelle formule d'interpolation pour les tensions de vapeur).

Au voisinage du point critique, on prendra :

$$\log p = A' + B' \frac{1}{T} + C' \frac{1}{T^2} + D' \frac{1}{T^3};$$

alors que la formule vraie de Nernst est :

$$\log p = A + BT + C \log T + D \frac{1}{T}.$$

L'auteur compare les résultats que donnent ces deux formules pour l'eau, l'alcool éthylique, le fluorobenzène, l'acétate de méthyle, le formiate d'éthyle, la potasse normale et le chlore. Les différences sont assez grandes pour l'alcool, faibles pour les autres.

E. BOSE. — Zur Thermodynamik inhomogener Gemische (Sur la thermodynamique des mélanges hétérogènes).

Pour deux liquides imparfaitement miscibles et entre leurs limites de saturation mutuelle, le dégagement de chaleur pendant le mélange rapporté à 1 gramme est une fonction linéaire de sa composition, et on le vérifie avec les mélanges d'alcool isobutylique et d'eau. Ce fait simplifie les formules données par l'auteur pour le calcul des pressions partielles dans un mélange.

A. SÈVE.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE;

T. XXV; janvier-juin 1908.

J. TROWBRIDGE. — Phosphorescence produced by the canal rays
(Phosphorescence produite par les rayons-canaux). — P. 141-143.

Les deux phosphorescences du chlorure de lithium, l'une rouge, à spectre de raies, produite par les rayons-canaux, l'autre bleuâtre, à spectre continu, due aux rayons cathodiques, peuvent être l'une et l'autre obtenues à l'aide des rayons cathodiques, suivant la valeur de l'énergie reçue par unité de surface.

J. TROWBRIDGE. — Application of a longitudinal magnetic field to X-rays tubes
(Application d'un champ magnétique longitudinal aux tubes produisant des rayons X). — P. 143-144.

Tube entouré d'un solénoïde; en réglant le champ magnétique, on peut faire converger exactement les rayons cathodiques sur l'anticathode.

C. BARUS. — The axial colors of the steam jet and of coronas (Coloration dans la direction axiale d'un jet de vapeur et coloration des couronnes). — P. 224-226.

La coloration uniforme de la source, observée à travers une longue colonne de brouillard (eau ou hydrocarbures) n'est pas due à la simple interférence par réfraction de la lumière à travers les gouttelettes : le diamètre de celles-ci, connu par les couronnes, ne concorde pas avec cette explication. L'accord est au contraire satisfaisant avec la théorie, d'après Verdét, des réseaux de Quincke, composés de bandes transparentes alternativement de deux épaisseurs différentes.

C. BARUS. — The behaviour of nuclei of pure water
(Comment se comportent les noyaux de condensation d'eau pure). — P. 409-412.

L'évaporation spontanée d'un brouillard composé de gouttelettes d'eau pure, sans poussières, laisse subsister des centres de conden-

sation d'eau, de diamètre voisin de 10^{-6} centimètre, en nombre plus considérable, si on réchauffe l'air par compression brusque. Cette persistance, attribuée généralement au minimum de tension superficielle de l'eau, ne peut non plus s'expliquer par la charge électrique de ces noyaux : il faut supposer que la molécule d'eau, complexe, contient des constituants de différentes volatilités.

B.-B. BOLTWOOD. — Radioactivity of uranium minerals (Radioactivité des minéraux de l'uranium). — P. 269-298.

Long travail de séparation chimique et de mesures d'activité des différents éléments radioactifs contenus dans les minéraux uranifères (uraninites, carnotites et thorianites de diverses origines). Les activités sont mesurées à l'aide d'un électroscope spécial, à chambre d'ionisation fermée. Les produits y sont introduits sous forme de couches minces, pesant de 4 à 11 milligrammes, ayant une surface de 60 centimètres carrés; l'absorption était, dans ces conditions, négligeable et l'ionisation rigoureusement proportionnelle au poids de matière active. L'électroscope était étalonné à l'aide d'une lame de U^3O^8 pur.

Les modes de séparation chimique de U, Th, polonium (ou radium F) ionium et actinium, sont soigneusement décrits.

L'ionium se sépare avec le thorium : son activité est déduite par soustraction de celles du thorium et de ses produits (thorium X et radiothorium).

Le tableau suivant résume les résultats, l'activité de l'uranium du minerai étant prise pour unité :

Uranium.....	1,00
Ionium.....	0,34
Radium.....	0,45
Emanation du radium.....	0,62
Radium A.....	0,54
— B.....	0,04 ?
— C.....	0,91
— F (polonium).....	0,46
Produits de l'actinium.....	0,28
Activité totale.....	4,64

La mesure directe de l'activité totale a donné en moyenne 4,69 fois celle de l'uranium pur (Mac Coy et Ross trouvent 4,54). Pour cette

mesure, on a dû faire deux corrections : l'une additive, due à l'émanation perdue par pulvérisation ; l'autre, soustractive, due à l'activité du thorium et de ses produits, calculée d'après le dosage du thorium et la mesure de l'activité d'un échantillon de thorite presque pure. Les valeurs extrêmes de l'activité totale ont été 4,60 et 4,73 pour les uraninites et les thorianites ; 4,32 et 4,60 pour les carnotites qui, à cause de leur porosité, perdent beaucoup plus d'émanation.

L'activité du radium s'obtient en évaporant à sec pour chasser l'émanation et ses produits immédiats Ra A, Ra B et Ra C. Pour ces derniers, on détermine leur activité en bloc en les recueillant sur une lame de cuivre chargée négativement. L'interprétation des courbes de désactivation donne leur proportion relative en admettant les constantes de temps de Rutherford.

L'augmentation d'activité d'anciennes préparations de radium, déduction faite de celle qui est due à l'émanation et à ses produits immédiats, est bien due au polonium ou radium F : il y a accord numérique.

On peut encore citer les résultats numériques suivants :

Activité du thorium en équilibre radioactif avec ses produits = 1,26 fois celle de l'U (Mac Coy et Ross trouvent 1,27 fois) ;

Activité du radium et de ses produits immédiats contenus dans les minerais d'uranium = 2,54 ;

Activité de 1 gr. de Ra pur (sans ses produits) = celle de 1 300 000 gr. d'U ;
— de 1 gr. de Ra (avec tous ses produits en équilibre radioactif) = celle de 7 300 000 gr. d'U ;

Activité de 1 gr. de RaBr² pur anhydre, vieux de 30 jours, y compris celle de l'émanation retenue = celle de 4 200 000 gr. d'U.

1 gr. d'uraninite contient $5 \cdot 10^{-11}$ gr. de polonium.

B.-B. BOLTWOOD. — Ionium, a new radio-active element (L'ionium, nouvel élément radioactif). — P. 365-381.

L'auteur a déjà ⁽¹⁾ confirmé la découverte faite par Rutherford d'un nouvel élément radioactif, l'ionium, ascendant du radium, accompagnant chimiquement les terres rares et le thorium, et confondu jusqu'alors avec l'actinium de Debierne. Ce dernier, comme Giesel, sous le nom d'émanium, aurait obtenu en réalité un mélange d'ionium et d'actinium.

(1) *Amer. Journ. of Sc.*, t. XXIV, p. 370 ; 1907 ; — voir *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 476 ; 1908.

Le nouveau Mémoire décrit le traitement chimique des minerais d'uranium destiné à séparer le thorium et l'ionium d'une part, et d'autre part toutes les autres terres rares. Par l'émanation dégagée, on constate que l'ionium produit continuellement du radium, les autres terres rares n'en produisant pas.

De l'activité mesurée des couches minces d'oxyde de thorium avec ionium, on déduit celle qui est due au thorium et à ses produits, ce qui donne l'activité due à l'ionium seul. On vérifie la proportionnalité entre la richesse en ionium de chaque solution et la quantité de radium qu'elle produit.

La portée des rayons α de l'ionium est de 2^{cm},8 dans l'air sous la pression normale; ce sont donc les moins pénétrants de tous les rayons α : peut-être émet-il aussi des rayons β , moins pénétrants que ceux de l'uranium X.

L'ionium, descendant de l'uranium X et ascendant immédiat du radium, doit avoir, comme ce dernier, une durée de vie très longue, s'il n'existe pas de produits intermédiaires entre l'uranium X et l'ionium, car les solutions anciennes d'uranium pur ne produisent pas sensiblement de radium.

Ses propriétés chimiques, identiques à celles du thorium, n'ont pas permis de l'en séparer. Son poids atomique, d'après la théorie de Rutherford, serait d'environ 230, donc très voisin de celui du thorium 232,5.

B.-B. BOLTWOOD. — Life of radium (Vie du radium). — P. 493-506.

Rutherford a trouvé, pour la durée de réduction à moitié de l'activité du radium, en mesurant la charge emportée par les rayons α , 2600 années et d'après la valeur de la chaleur dégagée considérée comme due à l'énergie cinétique des particules α , 2000 années.

L'auteur emploie une méthode nouvelle, basée sur la découverte de l'ionium.

D'après la théorie de la désagrégation atomique, quand divers éléments sont en équilibre radioactif, deux quelconques d'entre eux sont en quantités inversement proportionnelles à leurs constantes de temps, en désignant ainsi la fraction de la masse de chaque élément transformée en une seconde. Or l'auteur a indiqué les parts d'activité qui reviennent à l'uranium, au radium et à l'ionium dans

les minerais uranifères. La mesure de l'activité de diverses solutions d'ionium permet donc de calculer la quantité d'uranium et par suite la quantité de radium qui accompagnait cet ionium. D'autre part, en mesurant de temps en temps la quantité d'émanation de radium produite, qu'on sépare par ébullition, il est facile de calculer la quantité de radium produite par seconde.

La fraction de radium produite par an, rapportée à la quantité de radium en équilibre avec l'ionium, a été trouvée égale à $3,48 \cdot 10^{-4}$ dans la série la plus digne de confiance, ce qui donne 1 990 ans pour la durée de transformation de la moitié du radium, valeur très voisine de la dernière donnée par Rutherford.

H.-A. BUMSTEAD. — Heating effects produced by Röntgen rays in lead and zinc (Effets thermiques des rayons de Röntgen sur le plomb et le zinc). — P. 299-304.

1° L'auteur avait annoncé⁽¹⁾ que les rayons de Röntgen produisent deux fois plus de chaleur dans le plomb que dans le zinc. De nouvelles expériences, également par la méthode du radiomètre, montrent l'égalité de ces deux quantités de chaleur, à 5 ou 10 0/0 près; deux erreurs importantes de sens contraire s'étaient compensées dans l'expérience de contrôle faite avec les rayons calorifiques d'une lampe à incandescence;

2° Les rayons secondaires du plomb exposé aux rayons de Röntgen ne contiennent pas de rayons α produisant la scintillation de la blende;

3° Les rayons de Röntgen n'ont pas d'influence sur la vitesse de désagrégation des produits actifs dus à l'émanation du thorium.

H.-M. DADOURIAN. — Constituents of atmospheric radio-activity (Constituants de la radioactivité atmosphérique). — P. 335-342.

Historique de la question. Bumstead a montré que les produits actifs déposés sur un fil chargé négativement sont dus à un mélange des deux émanations du Ra et du Th. Mais la durée d'exposition a toujours été trop courte pour que les dépôts aient pris leur régime

(1) *Amer. Journ. of Sc.*, t. XXI, p. 1; 1906; — voir *J. de Phys.*, 4^e série, t. V, p. 844; 1906.

d'équilibre. Pour l'ionisation au bout d'un temps t , on a :

$$I = I_{\infty} (1 - e^{-\lambda t}).$$

D'après les valeurs de λ des produits actifs en question, il faut plus de trois jours pour que l'on ait :

$$\frac{I}{I_{\infty}} > \frac{99}{100}.$$

Après quatre jours d'exposition, l'auteur a trouvé que 20 à 30 0/0 de l'activité totale sont dus à l'émanation du thorium, le reste à celle du radium. A. Blanc, à Rome, a trouvé 50 à 70 0/0.

Suit un calcul pour déduire de là dans quel rapport les deux émanations existent dans l'air, qui donne pour l'émanation du Ra.

à New Haven (Conn.).....	30 000 à 50 000 fois plus
à Rome	20 000 à 30 000 fois plus

que d'émanation du thorium.

Ce raisonnement suppose :

1° Que les particules α de Ra A, Ra C, Th B, Th C, sont attirées avec la même force dans un champ donné;

2° Qu'elles produisent des ionisations identiques par centimètre de parcours, c'est-à-dire des ionisations totales proportionnelles à leurs portées;

3° Qu'on néglige l'ionisation des produits sans rayons Ra B, Th A.

P.-B. PERKINS. — A determination of the molecular weight of radium emanation by the comparison of its rate of diffusion with that of mercury vapor (Détermination du poids moléculaire de l'émanation du radium par comparaison de son coefficient de diffusion avec celui de la vapeur de mercure). — P. 461-473.

Les discordances entre les résultats des divers expérimentateurs (Rutherford et Miss Brooks, P. Curie et J. Danne, Bumstead et Wheeler, Makower), qui ont voulu déterminer le poids moléculaire de l'émanation du radium en appliquant la loi de Graham, tiennent probablement à ce que les gaz choisis pour mesurer le coefficient de diffusion mutuelle étaient di ou triatomiques, de poids moléculaire bien différent de celui de l'émanation du radium, gaz vraisemblablement monoatomique. La vapeur de mercure, de poids moléculaire 200, convient au contraire bien. L'auteur a opéré à 250° et 275° :

la diffusion a lieu à travers des bouchons poreux d'amianté qui garnissent les petits trous d'un cylindre de fer; le mercure diffusé est entraîné par un courant d'hydrogène, condensé et pesé. Pour l'émanation, on opère aussi dans l'hydrogène et on la dose par l'activité induite déposée sur un fil chargé négativement.

On trouve pour l'émanation le poids moléculaire 235 : la valeur théorique devant être un peu inférieure au poids atomique 226,5 du radium, l'accord est satisfaisant avec la théorie de Rutherford.

H.-A. PERKINS. — Rectification effect in a vacuum tube
(Effet de redressement de courant dans un tube à vide). — P. 485-493.

Un anneau relié au secondaire (550 à 2000 volts) d'un transformateur, dont l'autre pôle est au sol, peut glisser le long d'un tube cylindrique à électrodes reliées à un galvanomètre, avec ou sans force électromotrice en série. Le champ alternatif étant ainsi déplacé, le courant dû à la seule ionisation est inversé quand l'anneau passe par le centre du tube : le pôle positif du tube est toujours le plus près de l'anneau; les courants les plus intenses sont obtenus en plaçant l'anneau près du centre, de chaque côté de ce centre.

La chute du potentiel entre les deux électrodes, mesurée avec un voltmètre électrostatique de Kelvin, varie en raison inverse du courant; elle passe par un minimum quand le courant passe par un maximum. L'auteur donne une théorie de cette ionisation par un champ alternatif assez complète pour expliquer les résultats précédents, au moins comme allure générale.

T. XXVI; juillet-décembre 1908.

GEORGE-C. ASHMAN. — A quantitative determination of the radium emanation in the atmosphere (Détermination quantitative de l'émanation du radium contenue dans l'atmosphère). — P. 119-122.

La méthode employée consiste à condenser l'émanation dans un serpentín baigné par de l'air liquide; l'air, desséché et débarrassé de CO², y circule à raison de 200 litres en six heures. L'émanation est entièrement condensée, comme le montre un serpentín témoin placé à la suite du premier; on la porte dans un électroscope hermétique,

étalonné par l'émanation extraite d'un minerai d'uranium : l'émanation du thorium, à cause de sa courte durée, est éliminée vite.

La quantité de Ra par mètre cube d'air, égale en moyenne à 10^{-10} gramme, a varié, suivant les conditions atmosphériques, dans de très larges limites, de 0,4 à $2,0 \cdot 10^{-10}$ gramme.

La méthode d'absorption par le charbon de noix de coco, employée par Eve, l'avait conduit à des résultats peu différents.

C. BARUS. — Note on the standardization of the fog chamber by the aid of Thomson's electron (Étalonnage de la chambre de condensation à l'aide de l'électron de Thomson). — P. 87-90.

C. BARUS. — Thomson's constant, e , found in terms of the decay constant of ions, within the fog chamber (La constante de Thomson, e , déterminée d'après la valeur du coefficient de recombinaison des ions à l'intérieur de la chambre de condensation). — P. 324-328.

L'originalité de la méthode consiste à employer le même appareil comme condensateur cylindrique pour la mesure du courant d'ionisation et comme chambre de condensation pour le dénombrement des noyaux par la méthode de l'auteur, c'est-à-dire par l'observation des couronnes de diffraction produites lors de la détente adiabatique. L'ionisation est produite uniformément sur toute la longueur de la chambre par du radium faible disposé de place en place à l'intérieur du cylindre d'aluminium qui constitue l'armature interne. Dans la mesure du courant i , une correction importante est due à l'ionisation de l'air extérieur par les rayons γ du radium.

La formule de Thomson, en régime permanent s'écrit :

$$i = ev\alpha (N^2 - n^2).$$

En admettant pour le coefficient de recombinaison α la valeur de Rutherford $1,1 \cdot 10^{-6}$, et pour N et n les valeurs (653 000 et 106 000) déduites de l'observation des couronnes (N , nombre d'ions quand le cylindre n'est pas chargé ; n , nombre d'ions quand il l'est), on trouve pour e , charge de l'électron, des valeurs acceptables de $3,1 \cdot 10^{-10}$ à $3,5 \cdot 10^{-10}$ unité électrostatique.

De cet accord, résulte que, même pour des nucléations dépassant 500 000 ions par centimètre carré, les ions des deux signes sont captés par le brouillard dû à la détente et que les constantes employées précédemment par l'auteur pour l'interprétation des couronnes étaient correctes.

T.-SMITH TAYLOR. — Retardation of α rays by metal foils, and its variation with the speed of the α particles (Ralentissement des rayons α par les feuilles métalliques, et sa variation avec la vitesse des particules α). — P. 169-179.

L'appareil, analogue à celui de Bragg, comprend une chambre d'ionisation de 2 millimètres d'épaisseur limitée par une lame métallique pleine communiquant avec un électromètre, et une toile métallique, mise au sol, au-dessous de laquelle se trouve la source (polonium) à une distance réglable; une feuille de métal peut être interposée à un niveau quelconque entre la couche ionisante et la toile métallique.

La distance du polonium à la feuille, variant de 0^{cm},6 à 2^{cm},4, la portée des rayons α , lors de leur entrée dans la feuille, varie de 3^{cm},17 à 1^{cm},37, leur portée naturelle étant 3^{cm},77.

La comparaison des courbes de courant obtenues : 1° sans feuille, en faisant varier la distance de la source; 2° avec la feuille interposée, en faisant varier sa position entre la source fixe et la chambre fixe, donne directement les équivalents en air de la feuille de métal pour chacune de ses positions. Ces équivalents décroissent quand la portée, c'est-à-dire la vitesse des particules α , à leur entrée dans la feuille, décroît. La variation est très faible pour des feuilles minces des métaux légers (3^e d'Al) quand la portée est grande, mais devient très appréciable, même pour ces feuilles, quand la portée est faible et dans tous les cas pour des feuilles plus épaisses (6^e d'Al). En comparant la variation pour des feuilles de divers métaux, ayant le même équivalent en air, la rapidité de la variation est d'autant plus grande que le poids atomique est plus élevé.

A.-L. DAY et J.-K. CLEMENT. — Some new measurements with the gas thermometer (Mesures nouvelles avec le thermomètre à gaz). — P. 405-463.

La partie publiée de cet important travail comporte les mesures faites dans l'intervalle 250°-1150°. Les efforts pour diminuer les erreurs des thermomètres à azote, tels par exemple que celui de la *Reichsanstalt*, ont porté sur les points suivants :

1° Uniformité de la température sur toute la longueur de l'enveloppe en platine iridié chauffée électriquement ;

2° L'enveloppe et ses bobines sont enfermées dans une enceinte

hermétique, pleine d'azote, dont la pression est réglée identique à celle du gaz contenu à l'intérieur; ce procédé évite à la fois la diffusion à travers les parois et la déformation de l'enveloppe; il permet d'employer des pressions de 3 atmosphères et, par suite, une sensibilité 3 fois plus grande (4 millimètre de mercure par 1°, au lieu de 0^{mm},3) qu'avec les appareils antérieurs;

3° La meilleure détermination de la dilatation de l'enveloppe;

4° La réduction du volume du tube capillaire non chauffé, à un tiers de la valeur antérieure.

Les auteurs croient avoir réduit à 0°,5, c'est-à-dire à $\frac{1}{10}$ de sa valeur antérieure, l'erreur totale sur les températures mesurées au thermomètre à gaz, entre 250° et 1150°.

En ce qui concerne les températures de fusion des métaux habituellement employés (Zn, Ag, Au et Cu), les impuretés des échantillons livrés par le commerce ou les Monnaies, analysées avec grand soin, obligent à une grande réserve et expliquent les discordances entre les divers observateurs. Un ou deux points de repère commodes entre la fusion du zinc (418°,9) et celle de l'argent (958°,5) seraient à trouver pour que l'interpolation soit permise à 0°,5 près.

F.-E. WRIGHT. — Telemeter with micrometer screw adjustment
(Télémetre à vis-micrométrique). — P. 531-535.

Quatre prismes à réflexion totale, dont l'un peut tourner autour d'une de ses arêtes, amènent dans le plan focal du même oculaire, les images données par deux objectifs jumeaux. La graduation préalable de la vis permet de mesurer la distance d'un objet dont les deux images sont superposées.

H.-N. Mc. COY et G.-C. ASHMAN. — Preparation of urano-uranic oxide U³O⁸, and a standard of radioactivity (Préparation de l'oxyde urano-uranique U³O⁸, étalon de radioactivité). — P. 521-530.

L'uranium peut être séparé facilement des autres substances radioactives qui l'accompagnent. Tous les oxydes d'uranium, soit plus oxydés comme UO³, soit moins oxydés comme UO², chauffés à 700° dans l'air, donnent l'oxyde U³O⁸ de composition parfaitement définie.

Des pellicules de $U^{3}O^{8}$, d'épaisseur uniforme, contenant environ 0^{er},020 d'oxyde par centimètre carré, donnent le maximum d'ionisation par les rayons α ; l'activité due aux rayons β étant déduite, l'activité due aux rayons α d'une telle couche constitue un étalon commode. Un électroscope et un condensateur cylindrique permettent de mesurer le courant de saturation : il est de $5,79 \cdot 10^{-13}$ ampère par centimètre carré, soit pour 1 gramme d'uranium $4,61 \cdot 10^{-10}$ ampère ; l'activité due aux rayons α du radium, à poids égal (sans ses produits), serait $1,29 \cdot 10^6$ fois plus grande (Boltwood : $1,30 \cdot 10^6$).

H.-A. BUMSTEAD. — Applications of the Lorentz-Fitzgerald hypothesis to dynamical and gravitational problems. (Application de l'hypothèse de Lorentz et de Fitzgerald à des problèmes de pure dynamique et de gravitation). — P. 493-508.

L'hypothèse de la contraction longitudinale dans le rapport de $\sqrt{1 - \frac{v^2}{V^2}}$ à 1 des corps déplacés avec la vitesse v dans l'éther stationnaire, V étant la vitesse de la lumière, concilie, on le sait, les expériences sur le non-entraînement de l'éther avec les résultats négatifs de Michelson et Morley et autres observateurs. L'auteur traite les cas du pendule de torsion et du pendule simple ordinaire.

L'invariabilité des périodes de torsion, quel que soit l'azimut d'équilibre, et d'oscillation, quel que soit le plan d'oscillation, nécessite, pour la matière ordinaire, les mêmes valeurs de la masse longitudinale et de la masse transversale que pour l'électron de Lorentz. Les forces gravitationnelles entre deux corps entraînés parallèlement ou normalement à la droite qui les joint seraient modifiées absolument de la même façon que les forces électriques entre deux charges mobiles dans l'éther.

Les écarts correspondants par rapport à la loi de Newton, comme grandeur et aberration de direction calculés, pour la terre, semblent au-dessous des données astronomiques mesurables.

H. BÉNARD.

H. ARCTOWSKY. — Variations de longue durée de divers phénomènes atmosphériques. — *Bull. de la Société belge d'Astronomie*, n° 11; 1907.

L'auteur insiste sur l'intérêt qu'il y aurait à étudier les variations de longue durée de divers phénomènes atmosphériques. Il en examine divers exemples d'après les nombres trouvés dans plusieurs observatoires. Il en conclut que les phénomènes météorologiques sont régis par tout un jeu de périodes différentes et coexistantes ; les éléments du climat peuvent varier d'une façon très appréciable suivant les années.

Ch. TOUREN.

H. ARCTOWSKY. — De l'influence de la Lune sur la vitesse du vent aux sommets du Sântis, du Sonnblick et du Pike's Peak. — *Bull. de la Société belge d'Astronomie*, n° 12; 1907.

L'auteur trace pour ces diverses stations les courbes de la variation de la vitesse du vent en fonction de la position de la lune. La vitesse du vent est influencée par la lune, cette influence étant probablement due à une simple action de masse. De plus, dans les manifestations de ce phénomène des marées atmosphériques, il y a de grandes différences, suivant les localités, non seulement dans les heures d'apparition des maxima, mais aussi dans la forme des courbes.

Ch. TOUREN.

H. ARCTOWSKY. — Recherches sur la périodicité des phénomènes météorologiques à Bruxelles. — Notice sur les variations de longue durée des amplitudes moyennes de la marche diurne de la température en Russie. — Variation des amplitudes des marches diurnes de la température au sommet du Pike's Peak. — *Bull. de la Société belge d'Astronomie*; 1908.

L'auteur étudie, sur plusieurs exemples, les variations de longue durée de divers phénomènes météorologiques, variations qui semblent être périodiques. Il les compare aux variations de l'activité des phénomènes solaires, et il en conclut que c'est le Soleil qui est le facteur primordial des variations météorologiques constatées.

Ch. TOUREN.

V. CARLHEIM-GYLLERSKOLD. — Sur l'origine des spectres de bandes, *Kungl. Svenska Vetenskapsakademiens Handlingar*, vol. XLVIII, n° 8.

L'auteur étudie par le calcul les analogies entre les spectres de bandes et les oscillations électriques. Il démontre qu'un fil qui transmet des perturbations électriques, est susceptible d'une infinité de vibrations dont les périodes correspondent à des équations différentielles analogues à celles des raies d'une même série dans les spectres de bandes, et par suite obéissent à des lois analogues. Il applique ensuite les formules qu'il a trouvées aux observations bien connues de Rowland et de ses successeurs sur le spectre d'absorption de l'oxygène, et il compare les longueurs d'onde mesurées avec celles qui résultent de la théorie.

Ch. TOUREN.

M. SMOLUCHOWSKI. — Théorie cinétique de l'opalescence des gaz à l'état critique et de certains phénomènes corrélatifs. — *Bull. de l'Acad. des Sciences de Cracovie*; décembre 1907.

L'auteur se propose de trancher, par divers exemples, la question très controversée de la valeur relative de la thermodynamique et de la théorie cinétique et conclut en faveur de la théorie cinétique. Pour cela, il étudie les irrégularités de densité que la théorie cinétique fait prévoir dans les gaz et les liquides : les molécules d'un gaz ne se répartissent pas de façon à rendre la densité tout à fait constante, leur groupement étant plus dense à certains endroits, plus épars à d'autres endroits. Il trouve qu'en particulier, à l'état critique, il peut exister des différences d'un centième dans les densités des différents éléments de volume d'un gaz. Cette hétérogénéité de structure explique bien les phénomènes d'opalescence qu'on a observés dans le voisinage du point critique dans un intervalle de quelques dixièmes de degré au-dessus et au-dessous. L'auteur discute les hypothèses qu'on a proposées pour expliquer cette opalescence et conclut que la véritable explication est fournie par la théorie cinétique. Il en est de même pour l'opalescence observée au point critique de solubilité au sein des mélanges binaires (comme le mélange d'eau et d'acide isobutylique).

Ch. TOUREN.

**SUR LA POLARISATION ELLIPTIQUE DE LA LUMIÈRE TRANSMISE
A TRAVERS UN MILIEU ABSORBANT ET DOUÉ DU POUVOIR ROTATOIRE ;**

Par M. LADISLAS NATANSON (1).

Pour expliquer la rotation du plan de polarisation de la lumière par les substances douées du pouvoir rotatoire, Fresnel a supposé que les milieux de ce genre ne peuvent, sans les déformer, propager d'autres vibrations que des vibrations polarisées circulairement. Il a imaginé qu'une onde polarisée linéairement qui se propage avec rotation uniforme de son plan de polarisation résultait de la superposition de deux vibrations polarisées circulairement, en sens inverse, et propagées avec des vitesses inégales. Cependant, dans un milieu dont l'indice de réfraction possède deux valeurs différentes pour deux vibrations circulaires opposées d'une longueur d'onde donnée, les valeurs correspondantes du coefficient d'extinction sont aussi distinctes; le passage à travers le milieu d'une onde polarisée linéairement à son entrée a donc pour effet de réduire l'intensité d'une des composantes circulaires plus que l'intensité de l'autre, et la vibration émergente sera elliptique. Des phénomènes de ce genre ont été observés et analysés par M. Cotton, qui en a poursuivi l'étude dans des recherches remarquables(2) extrêmement étudiées. Il semble que si l'on avait examiné d'une manière plus complète les résultats qu'il a obtenus, on en aurait pu tirer des renseignements intéressants.

En dehors de l'exposé de la question dans *l'Optique*(3) bien connue de Drude, peu de travaux en effet paraissent avoir été faits jusqu'ici concernant l'étude théorique de ces phénomènes(4).

Notre discussion dépend par sa nature même d'une théorie générale des milieux photogyratoires; il sera facile de reconnaître, dans les résultats essentiels de l'analyse qui suit, un cas particulier de la

1) *Bulletin international de l'Académie des Sciences de Cracovie*, octobre 1908 et janvier 1909. Traduit par le comte de BAILLEHACHE.

2) *Thèse de doctorat*, 1896; — *Annales de Chimie et de Physique*, 7^e série, t. VIII, p. 347 et suiv.; Paris 1896.

(3) DRUDE, *Lehrbuch der Optik*, 2. Auflage, p. 404; Leipzig, 1906.

4) Voir cependant M. E. CARVALLO (*Comptes rendus*, vol. CXXII, p. 985; 1896), et une note parue dans le volume II de l'ouvrage de M. J. BOUSSINESQ, *Théorie analytique de la chaleur, mise en harmonie avec la thermodynamique et la théorie mécanique de la lumière*; Paris, 1903, p. 625.

théorie émise il y a longtemps par M. J. Boussinesq (1), et traduite par Drude sous forme électromagnétique. Nous devons néanmoins, pour plus de clarté, esquisser la question à partir du début.

§ 1. — Soit ϵ la charge électrique d'un électron appartenant à une classe ou catégorie bien définie, et représentons par N le nombre d'électrons de cette classe par unité de volume du milieu. En désignant par ξ, η, ζ les composantes du déplacement l de l'électron, à partir de sa position d'équilibre, nous avons pour composantes de la polarisation électrique :

$$(1) \quad \begin{cases} P_x = \Sigma \epsilon \xi N, \\ P_y = \Sigma \epsilon \eta N, \\ P_z = \Sigma \epsilon \zeta N, \end{cases}$$

le signe Σ devant s'étendre à l'unité de volume et devant comprendre toutes les classes d'électrons présents.

Ecrivons ci-dessous les équations du mouvement d'un électron vibrant à l'intérieur d'une molécule douée du pouvoir rotatoire. Nous ne ferons aucune hypothèse sur la structure même d'une telle molécule ; nous supposerons seulement que la force qui agit de l'extérieur sur l'électron soit une fonction linéaire des dérivées premières par rapport à x, y, z de la force électrique E (E_x, E_y, E_z) (2), ainsi que de cette force elle-même. En nous bornant au cas des milieux isotropes, nous pouvons montrer aisément que la composante suivant l'axe des x , de cette force extérieure, ne peut comprendre d'autres dérivées que $\frac{\partial E_z}{\partial y}$ et $\frac{\partial E_y}{\partial z}$ et que celles-ci doivent y entrer sous la forme

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}.$$

Ainsi les équations du mouvement de l'électron sont (3) :

$$(2) \quad \begin{cases} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + 2K \frac{\partial \xi}{\partial t} + n_0^2 \xi = \frac{\epsilon}{m} \left[E_x - h \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \right], \\ \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + 2K \frac{\partial \eta}{\partial t} + n_0^2 \eta = \frac{\epsilon}{m} \left[E_y - h \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \right]. \end{cases}$$

(1) *Journal de Mathématiques pures et appliquées*, 2^e série, t. XIII, p. 313 et suiv.; Paris, 1868.

(2) E représente l'intensité du champ électrique provoqué par le passage de l'onde lumineuse au point x, y, z , considéré. La composante du vecteur E dans chaque direction est marquée par un suffixe correspondant. (Note du traducteur.)

(3) On peut remarquer que l'auteur se dispense d'écrire la troisième équation, en ζ ; il étudiera en effet une onde, en supposant que son plan normal à l'axe des z (ce qui donne $P=0$), se meuve dans la direction positive de cet axe. (N. D. T.)

m représente la masse effective de l'électron, n la fréquence de la vibration libre ou naturelle; K est un coefficient constant tenant compte de l'intensité de l'action amortissante qui agit, comme on sait, sur l'électron; h est une constante de structure qu'on peut prendre pour mesure du pouvoir rotatoire intrinsèque de la molécule.

Dans l'expression de la force extérieure qui agit sur l'électron, nous avons omis, pour plus de simplicité, les termes en P_x , P_y , ainsi que les dérivées par rapport à x , y , z de P_x , P_y et P_z . Il est facile de voir qu'en ce qui concerne nos résultats, l'omission de ces termes ne peut conduire à une bien grande erreur.

Nous pouvons attribuer à ξ et η dans les équations (2) la forme suivante :

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} \xi = \xi_0 e^{int}, \\ \eta = \eta_0 e^{int}, \end{array} \right.$$

n étant la fréquence des vibrations dans le rayon incident de lumière.

Posant pour abrégier

$$(4) \quad U = \Sigma \frac{\epsilon^2 N}{m} \cdot \frac{1}{n_0^2 - n^2 + 2Kni}, \quad V = \Sigma \frac{\epsilon^2 N}{m} \cdot \frac{h}{n_0^2 - n^2 + 2Kni},$$

il vient :

$$(5) \quad \left\{ \begin{array}{l} P_x = UE_x - V \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right), \\ P_y = UE_y - V \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right). \end{array} \right.$$

Il ne faut pas oublier d'ailleurs que, dès le début, nous avons expressément limité la discussion au cas de la vibration forcée de l'électron (maintenue par l'action continue de la force électrique imprimée du dehors), et que nous négligeons entièrement sa vibration naturelle.

§ 2. — Les équations fondamentales de *Maxwell-Lorentz* sont, dans notre cas, en ne tenant pas compte, dans le calcul, du courant de conduction :

$$(I) \quad \text{curl}^{(1)} \mathcal{C} = \frac{4\pi}{c} \left(\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} \right),$$

$$(II) \quad \text{curl} E = -\frac{1}{c} \left(\frac{\partial \mathcal{C}}{\partial t} \right) + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \Sigma \epsilon l N h}{\partial t^2}.$$

(1) La notation « curl » est très employée à l'étranger; elle a l'avantage considérable de simplifier notablement les calculs : il suffit en effet d'introduire une

\mathcal{H} est le vecteur magnétique au point considéré; c est une constante qui représente, moyennant un choix convenable des unités, la vitesse de propagation des ondes électro-magnétiques dans le vide. Les autres symboles ont la même signification qu'auparavant.

§ 3. — Pour aller plus loin, nous supposons que l'on ait :

$$E_z = 0, \quad \mathcal{H}_z = 0, \quad P_z = 0,$$

et aussi que les composantes restantes $E_x, E_y, \mathcal{H}_x, \mathcal{H}_y, P_x, P_y$ contiennent toutes le facteur $e^{in(t-bz)}$, dans lequel b désigne une constante complexe.

Ce cas est celui d'une onde plane transversale propagée suivant l'axe des z .

Les équations (5) du paragraphe 1 se réduisent à (4) :

$$\begin{cases} P_x = UE_x - inbVE_y, \\ P_y = UE_y + inbVE_x. \end{cases}$$

Considérons maintenant une onde polarisée circulairement *droite* et une onde polarisée circulairement *gauche*. On peut écrire :

$$\begin{cases} P_y = \pm i^{(2)}P_x, \\ E_y = \pm iE_x, \end{cases}$$

en affectant le second membre du signe $+$ s'il s'agit d'une vibration droite, du signe $-$ s'il s'agit d'une vibration gauche.

seule notation, au lieu de trois, pour représenter les trois composantes de toute grandeur physique ou mécanique, à condition qu'elle présente le double caractère de quantité et de direction. On a, par définition :

$$\text{curl } \mathbf{A} = \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}, \quad \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}, \quad \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right). \quad (\text{N. D. T.})$$

(1) En effet,

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -inbE_y, \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} = -inbE_x. \quad (\text{N. D. T.})$$

(2) Qu'on nous permette ici une remarque. L'auteur met i , et il fait bien, puisqu'il se conforme à l'usage et que i représente l'imaginaire du second degré. Toutefois nous préférons, dans des travaux cinématiques, voir employer la notation de Mourey $\sqrt{-1}$ ou mieux encore le ramun \checkmark que le calcul des équipollences démontre lui être identique : $\left(\rho, \varphi + n \frac{\pi}{2} \right) = \checkmark^n (\rho, \varphi)$, car le ramun est un indice de perpendicularité; son identité avec l'imaginaire $\sqrt{-1}$ n'est pas un caprice algorithmique, mais un fait géométrique réel ayant une signification précise. Quand une droite géométrique est désignée par une longueur y , sa multiplication par \checkmark la rend perpendiculaire à l'axe des inclinaisons. (N. D. T.)

Il suit de là :

$$\frac{P_x}{E_x} = \frac{P_y}{E_y} = U \pm nbV.$$

Introduisons cette relation, ainsi que les hypothèses faites en tête de ce paragraphe, dans les équations fondamentales (I) et (II) du paragraphe 2 ; il vient :

$$\begin{aligned} + bc\mathcal{C}_y &= E_x[1 + 4\pi(U \pm nbV)], \\ - bc\mathcal{C}_x &= E_y[1 + 4\pi(U \pm nbV)], \\ - inbcE_y &= in\mathcal{C}_x + \frac{4\pi n^2}{c}(VE_x - inbWE_y), \\ + inbcE_x &= in\mathcal{C}_y + \frac{4\pi n^2}{c}(VE_y + inbWE_x), \end{aligned}$$

en posant :

$$W = \Sigma \frac{\varepsilon^2 N}{m} \frac{h^2}{n_0^2 - n^2 + 2Kni}$$

[cf. (4), § 1]. Si l'on élimine \mathcal{C}_x et \mathcal{C}_y entre les équations précédentes, on trouve facilement :

$$(1) \quad b^2c^2 = 1 + 4\pi U \pm 8\pi nbV + 4\pi n^2 b^2 W^{(1)}.$$

§ 4. — Nous allons voir d'abord à quelle solution cette équation conduit, en supposant que l'on puisse négliger le terme en W . Nous reprendrons ensuite la solution exacte.

Admettons que l'on ait :

$$bc = v - ix,$$

ce qui revient à supposer que les composantes E_x , E_y , \mathcal{C}_x , \mathcal{C}_y , P_x , P_y contiennent toutes le facteur $e^{\text{in}\left(t - \frac{v-ix}{c}x\right)}$.

La quantité x représente alors le *coefficient d'extinction* de la substance, et v peut être appelée son *indice de réfraction*.

Si l'on pose :

$$A - iB = 1 + 4\pi U, \quad C - iD = \frac{8\pi n}{c} V,$$

et si l'on remplace dans l'équation (1) du paragraphe précédent, il

(1) Cette relation est très importante. C'est elle qui sert de base à la discussion. (N. D. T.)

vient (1) :

$$\begin{aligned}v^2 - x^2 &\mp C v \pm D x = A, \\2vx &\mp D v \mp C x = B.\end{aligned}$$

Appliquons ces équations à un rayon gauche et à un rayon droit, en affectant respectivement les v , x des indices 1 et 2. Si l'on élimine A et B, on trouve après une petite transformation (2) :

$$\begin{aligned}[(v_1 - v_2) - C] (v_1 + v_2) + [D - (x_1 - x_2)] (x_1 + x_2) &= 0, \\[D - (x_1 - x_2)] (v_1 + v_2) - [(v_1 - v_2) - C] (x_1 + x_2) &= 0.\end{aligned}$$

Comme il n'y a pas lieu d'envisager ici de valeurs négatives pour v ou x , les équations précédentes donnent simplement :

$$\begin{aligned}v_1 - v_2 &= C, \\x_1 - x_2 &= D.\end{aligned}$$

En nous reportant aux notations (4) du paragraphe 1, il est facile d'écrire ces deux relations sous la forme :

$$(1) \quad v_1 - v_2 = \frac{8\pi n}{c} \Sigma \frac{\varepsilon^2 N}{m} \cdot \frac{\hbar(n_0^2 - n^2)}{(n_0^2 - n^2)^2 + 4K^2 n^2},$$

$$(2) \quad x_1 - x_2 = \frac{8\pi n}{c} \Sigma \frac{\varepsilon^2 N}{m} \cdot \frac{\hbar \cdot 2Kn}{(n_0^2 - n^2)^2 + 4K^2 n^2}.$$

Si nous supposons qu'il ne s'agisse que d'une substance *monoelectronique*, contenant seulement une classe d'électrons mobiles, ce résultat s'exprime très simplement ; on a :

$$(1 \text{ bis}) \quad v_1 - v_2 = \frac{8\pi n}{c} \frac{\varepsilon^2 N}{m} \frac{\hbar(n_0^2 - n^2)}{(n_0^2 - n^2)^2 + 4K^2 n^2},$$

$$(2 \text{ bis}) \quad x_1 - x_2 = \frac{8\pi n}{c} \frac{\varepsilon^2 N}{m} \frac{\hbar \cdot 2Kn}{(n_0^2 - n^2)^2 + 4K^2 n^2}$$

et par suite :

$$(3) \quad \frac{v_1 - v_2}{x_1 - x_2} = \frac{n_0^2 - n^2}{2Kn}.$$

(1) On a, en effet :

$$\begin{aligned}(v - ix)^2 &= A - iB \pm cb(C - iD) = A - iB \pm (v - ix)(C - iD) \\v^2 - x^2 - 2vix &= A - iB \pm vC \mp ix C \mp v i D \mp x D\end{aligned}$$

et par suite, en séparant les quantités réelles des quantités imaginaires, les équations marquées. (N. D. T.)

$$(2) \quad \begin{aligned}v_1^2 - x_1^2 - C v_1 + D x_1 &= v_2^2 - x_2^2 + C v_2 - D x_2 \\(v_1^2 - v_2^2) - (x_1^2 - x_2^2) - C(v_1 + v_2) + D(x_1 + x_2) &= 0. \text{ (N. D. T.)}\end{aligned}$$

Ce résultat est remarquable; la constante $\frac{\epsilon^2 N}{m}$ et le coefficient spécifique h n'y figurent plus. Un point de vue intéressant en rapport avec cette formule, c'est qu'elle donne le moyen de calculer, au moins pour certaines substances, la valeur de l'importante constante K , *coefficient de dissipation*, qui avait échappé jusqu'ici à l'évaluation numérique. Nous nous occuperons au paragraphe 12 d'une autre conséquence que l'on peut déduire de la même équation.

§5. — Pour établir les résultats précédents, nous sommes partis de l'équation (1) du paragraphe 3, et nous avons négligé le terme en W . Nous laissons de côté, pour éviter une plus grande complication, d'autres effets du même ordre de grandeur. Il n'y a pas grand intérêt, par conséquent, à reprendre le calcul, en partant de l'équation dont il s'agit; afin d'obtenir une seconde approximation, nous allons pourtant, pour plus de clarté, voir en quoi consiste la simplification faite.

Employons, pour calculer $v_1 - v_2$ et $x_1 - x_2$, la même méthode qu'au paragraphe 4.

Si l'on pose :

$$G - iF = \frac{4\pi n^2}{c^2} W,$$

on obtient de la même manière :

$$v_1 - v_2 = \frac{G - (GC + FD)}{1 - 2G + G^2 + F^2},$$

$$x_1 - x_2 = \frac{D - (GD - FC)}{1 - 2G + G^2 + F^2}.$$

En combinant les deux équations :

$$G - iF = \frac{4\pi n^2}{c^2} W \quad \text{et} \quad W = \sum \frac{\epsilon^2 N}{m} \frac{h^2}{n_0^2 - n^2 + 2Kni}$$

il suit :

$$G = \frac{4\pi n^2}{c^2} \cdot \Sigma \frac{\epsilon^2 N}{m} \cdot \frac{h^2 (n_0^2 - n^2)}{(n_0^2 - n^2)^2 + 4K^2 n^2},$$

$$F = \frac{4\pi n^2}{c^2} \cdot \Sigma \frac{\epsilon^2 N}{m} \cdot \frac{h^2 \cdot 2Kn}{(n_0^2 - n^2)^2 + 4K^2 n^2}.$$

Si l'on considère le cas particulier d'une substance mono-électronique, comme au paragraphe 4, il vient :

$$GC + FD = \frac{32\pi^2 n^3}{c^3} \left(\frac{\epsilon^2 N}{m} \right)^2 \frac{h^3}{(n_0^2 - n^2)^2 + 4K^2 n^2}$$

et

$$GD - FC = 0.$$

Par suite :

$$v_1 - v_2 = \frac{8\pi n}{c} \cdot \frac{\epsilon^2 N}{m} \cdot \frac{h[n_0^2 - (1+j)n^2]}{[n_0^2 - (1+j)n^2]^2 + 4K^2 n^2},$$

$$x_1 - x_2 = \frac{8\pi n}{c} \cdot \frac{\epsilon^2 N}{m} \cdot \frac{h \cdot 2Kn}{[n_0^2 - (1+j)n^2]^2 + 4K^2 n^2},$$

et enfin

$$\frac{v_1 - v_2}{x_1 - x_2} = \frac{n_0^2 - (1+j)n^2}{2Kn},$$

en posant :

$$j = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\epsilon^2 N}{m} h^2.$$

j est une petite fraction positive ; les termes négligés ont donc pour effet, dans le cas d'une substance mono-électronique, de changer la valeur apparente de λ_0 , longueur d'onde correspondant à la vibration libre ou naturelle de l'électron.

§ 6. — Dans le paragraphe 1 d'un mémoire antérieur⁽¹⁾, nous avons résumé les formules qui s'appliquent à l'interférence de deux vibrations circulaires inverses, d'amplitudes inégales et propagées avec des vitesses différentes (c_1 et c_2) dans la direction de l'axe des x . L'angle ψ que le grand axe de l'ellipse résultante fait avec l'axe des x , a pour valeur :

$$(1) \quad \psi = \frac{1}{2} \theta^{(2)} = \frac{nz}{2c} (v_1 - v_2).$$

(1) Ladislas NATANSON, *On the elliptic polarization of light transmitted through an absorbing gaseous medium, parallel to the lines of an extraneous magnetic field* (Bulletin international de l'Académie des Sciences de Cracovie, p. 130: mars 1908).

$$(2) \quad \theta = nz \left(\frac{1}{c_1} - \frac{1}{c_2} \right).$$

Les vibrations circulaires inverses

$$\begin{cases} \xi_1 = a_1 \cos n \left(t - \frac{z}{c_1} \right) \\ \eta_1 = -a_1 \sin n \left(t - \frac{z}{c_1} \right) \end{cases}$$

et

$$\begin{cases} \xi_2 = a_2 \cos n \left(t - \frac{z}{c_2} \right) \\ \eta_2 = a_2 \sin n \left(t - \frac{z}{c_2} \right) \end{cases}$$

donnent, en interférant, la vibration elliptique $\begin{cases} \xi = a \cos n(t - \alpha) \\ \eta = b \cos n(t - \beta) \end{cases}$ (N. D. T.)

Nous dirigeons ici l'axe des x dans le sens des vibrations rectilignes incidentes, dans le plan $z = 0$. Nous emploierons encore ici l'indice 1 pour ce qui a trait à la vibration circulaire droite, et l'indice 2 pour la vibration circulaire gauche; nous compterons l'angle ψ comme positif, si la rotation du grand axe de l'ellipse autour de l'axe des x , estimée à partir de la direction primitive de ce grand axe, a lieu dans le sens positif.

Traduisons la relation précédente par une simple construction géométrique.

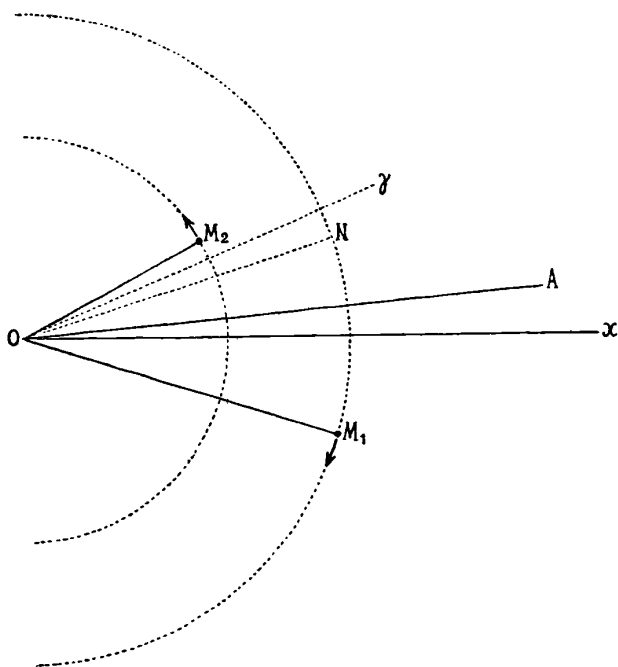


FIG. 1.

Soit Ox (fig. 1) la direction de l'axe des x , et représentons par OM_1 et OM_2 les déplacements dus aux deux vibrations circulaires composantes. Nous avons :

$$\widehat{M_1 O x} = n \left(t - \frac{z}{c_1} \right),$$

$$\widehat{x O M_2} = n \left(t - \frac{z}{c_2} \right).$$

Menons ON en sorte que $\widehat{xON} = \widehat{M_1Ox}$; alors

$$\widehat{NOM_2} = \theta.$$

Par suite, si $O\gamma$ est la bissectrice de l'angle NOM_2 , l'angle ψ est représenté soit par $\widehat{NO\gamma}$, soit par $\widehat{\gamma OM_2}$. Si OA fait avec Ox un angle précisément égal à ψ , le grand axe de l'ellipse coïncidera avec OA, et l'on voit en même temps que :

$$\widehat{M_1OA} = \widehat{AOM_2} = n \left[t - \frac{1}{2} z \left(\frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} \right) \right].$$

par suite, OA est la bissectrice de l'angle M_1OM_2 .

Considérons maintenant le plan $z = \text{constante}$, et supposons $t = \frac{z}{c_1}$.

Alors le point M_1 se trouve sur l'axe Ox et l'angle xOM_2 est au même instant égal à θ . Donc la direction OA dans le plan est celle de la bissectrice de l'angle xOM_2 au temps considéré.

Il importe de remarquer que, pour arriver à l'équation (1), nous n'avons imposé aucune condition restrictive, ni aux amplitudes (a_1, a_2) , ni aux coefficients d'extinctions (x_1, x_2) , ce qui aurait limité la généralité de nos résultats. Cette équation, qui donne ψ , est donc vraie quelle que soit la valeur de la différence $x_1 - x_2$ ou quelques valeurs qu'on attribue à x_1 et x_2 pris séparément. Cela étant, on doit la considérer en particulier comme exacte, quand on a :

$$x_1 = 0, \quad x_2 = 0,$$

ce qui est le cas généralement envisagé.

§ 7. — J'ai le regret de me trouver en désaccord, sur ce dernier point avec le professeur W. Voigt, qui a émis une opinion différente au paragraphe 24 de son important traité de *Magnéto et Electro-Optique* (1), publié récemment. On trouve à la page 35 de ce livre une formule $\varphi = v\delta_1$, qui concorde (en tenant compte du changement de notation) avec notre équation précédente (1) (§ 6).

Cependant la déduction qui en est faite pages 34 et 35 repose expressément sur l'hypothèse que la quantité $v\delta_2$ (dépendant de la

(1) Dr Woldemar Voigt, *Magneto und Elektrooptik*, Leipzig, 1908.

différence $x_1 - x_2$ dans notre notation) soit très petite par rapport à l'unité, et, à la page 33, le résultat $\varphi = v\delta_1$ est présenté sous la réserve expresse qu'il s'agisse seulement d'une absorption faible (1). Il se présente dès lors à l'esprit une incertitude considérable concernant l'exactitude et la généralité de la proposition en question. Comme ce sujet touche aux fondements essentiels de notre théorie, et qu'il pourrait en infirmer la valeur, j'ai pensé qu'il vaudrait la peine de montrer comment on peut, par pure transformation analytique et sans faire aucune hypothèse nouvelle quelconque, déduire du système des équations du professeur Voigt lui-même la conclusion $\varphi = v\delta_1$.

Pour éviter toute confusion, j'emploierai la notation même de cet auteur, je ne m'en servirai d'ailleurs que pour ce paragraphe seulement.

Prenons comme point de départ la formule absolument générale (35) de la page 34 de *Magneto und Elektrooptik* :

$$\frac{V_1}{U_1} = \frac{e^{i\delta} - e^{-i\delta}}{i(e^{i\delta} + e^{-i\delta})}$$

Ici :

$$\delta = \delta_1 - i\delta_2.$$

Écrivons pour abrégé :

$$\gamma = \frac{e^{v\delta_2} - e^{-v\delta_2}}{e^{v\delta_2} + e^{-v\delta_2}}$$

Nous trouvons facilement :

$$\frac{V_1}{U_1} = \frac{i \sin v\delta_1 + \gamma \cos v\delta_1}{i \cos v\delta_1 - \gamma \sin v\delta_1} = \frac{(1 - \gamma^2) \sin v\delta_1 \cos v\delta_1 - i\gamma}{1 - (1 - \gamma^2) \sin^2 v\delta_1}.$$

Si nous reprenons maintenant les équations (24) du professeur Voigt (p. 31), nous voyons que :

$$(1) \quad \frac{G}{F} \cos(f - g) = \frac{(1 - \gamma^2) \sin v\delta_1 \cos v\delta_1}{1 - (1 - \gamma^2) \sin^2 v\delta_1},$$

$$(2) \quad \frac{G}{F} \sin(f - g) = \frac{-\gamma}{1 - (1 - \gamma^2) \sin^2 v\delta_1},$$

d'où il suit :

$$(3) \quad 1 - \left(\frac{G}{F}\right)^2 = \frac{(1 - \gamma^2)(1 - 2 \sin^2 v\delta_1)}{1 - (1 - \gamma^2) \sin^2 v\delta_1}.$$

(1) « Bei, wie vorausgesetzt, kleiner Absorption. »

Nous savons que γ est une quantité réelle, qui satisfait aux conditions

$$1 - \gamma^2 > 0 \quad \text{et} \quad \gamma^2 \geq 0,$$

l'expression :

$$1 - (1 - \gamma^2) \sin^2 \nu \delta_1,$$

ne peut être nulle que si l'on a simultanément :

$$\gamma = 0 \quad \text{et} \quad \nu \delta_1 = \frac{1}{2} \pi, \quad \frac{3}{2} \pi, \quad \text{etc.}$$

Donc si l'on se reporte à la première équation (25) (page 31 du traité du professeur Voigt), on déduit des formules (1) et (3) :

$$\text{tang } 2\varphi = \text{tang } 2\nu \delta_1,$$

et cette conclusion s'applique à toutes les valeurs que l'on peut attribuer à γ et à δ_2 , — sauf l'exception (qui n'a pas une importance essentielle) du cas où l'on aurait à la fois :

$$\delta_2 = 0, \quad \gamma = 0, \quad \nu \delta_1 = \frac{1}{2} \pi, \quad \frac{3}{2} \pi, \quad \text{etc.}$$

On sait bien d'ailleurs que dans le cas où δ_2 est nul, le théorème est encore vrai et qu'il peut être vérifié par une méthode directe.

§ 8. — Désignons maintenant par a le demi-grand axe de l'ellipse, par b le demi-petit axe, et considérons une quantité φ telle que :

$$\text{tang } \varphi = \frac{b}{a}.$$

φ est une quantité dont la détermination peut se faire actuellement par l'expérience; M. Cotton en a mesuré la valeur avec soin dans beaucoup de cas. Nous allons chercher alors comment, en partant de la valeur de φ , on peut évaluer la quantité $x_1 - x_2$ définie au paragraphe 4.

Si l'on désigne par a_1 et a_2 les amplitudes des deux vibrations circulaires opposées, par λ la longueur d'onde dans le vide à laquelle la fréquence n des vibrations s'applique, on a :

$$\frac{a_1}{a_2} = e^{-\frac{2\pi}{\lambda}(x_1 - x_2)n}.$$

Si l'on se reporte de plus à la formule (19) [paragraphe 1] de notre

mémoire, *On the elliptic polarization* (1), on voit que :

$$(1) \quad e^{\mp \frac{2\pi}{\lambda}(x_1 - x_2)z} = \frac{a - b}{a + b} = \text{tang}(45^\circ - \varphi).$$

On emploiera le signe — ou le signe + selon que la différence $x_1 - x_2$ sera positive ou négative.

§ 9. — Si l'on combine les équations (1) (§ 6) et (1 bis) (§ 4), c'est-à-dire

$$\psi = \frac{nz}{2c}(v_1 - v_2),$$

et

$$v_1 - v_2 = \frac{8\pi n}{c} \cdot \frac{\varepsilon^2 N}{m} \cdot \frac{h(n_0^2 - n^2)}{(n_0^2 - n^2)^2 + 4K^2 n^2},$$

on obtient aussitôt :

$$\psi = \frac{4\pi n^2 z}{c^2} \cdot \frac{\varepsilon^2 N}{m} \cdot \frac{h(n_0^2 - n^2)}{(n_0^2 - n^2)^2 + 4K^2 n^2},$$

ou bien, en posant :

$$(1) \quad D = \frac{4\pi\lambda_0^2}{c^2} \cdot \frac{\varepsilon^2 N}{m} \cdot hz, \quad \Gamma = \frac{K\lambda_0^2}{\pi c},$$

$$\psi = \frac{D(\lambda^2 - \lambda_0^2)}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)^2 + \Gamma^2 \lambda^2}.$$

Il peut être intéressant de constater à ce propos que le coefficient constant Γ a la même valeur ici que la quantité désignée par le même symbole dans notre mémoire antérieur *On the electromagnetic Theory of Dispersion and Extinction* (2).

Si nous combinons maintenant les équations (1) (§ 8) et (2 bis) § 4, c'est-à-dire

$$e^{\mp \frac{2\pi}{\lambda}(x_1 - x_2)z} = \text{tang}(45^\circ - \varphi),$$

et

$$x_1 - x_2 = \frac{8\pi n}{c} \cdot \frac{\varepsilon^2 N}{m} \cdot \frac{h \cdot 2Kn}{(n_0^2 - n^2)^2 + 4K^2 n^2},$$

nous obtenons :

$$2) \quad \frac{\mp \log \text{tang}(45^\circ - \varphi)}{\log e} = \frac{2D\Gamma\lambda}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)^2 + \Gamma^2 \lambda^2},$$

1) Voir *Bulletin international de l'Académie des Sciences de Cracovie*, p. 132 ; mars 1908.

(2) Voir *Bulletin international*, p. 323 ; avril 1907.

où le signe — correspond à une valeur positive de la constante h (ou D), tandis que le signe + correspond à une valeur négative.

Finalement, de (1) (§ 6), (1) (§ 8) et (3) (§ 4), nous déduisons (1) :

$$(3) \quad K = - \frac{|n_0^2 - n^2|}{4n |\psi|} \cdot \frac{\log \tan(45^\circ - \varphi)}{\log e},$$

dans cette relation, on doit prendre $n_0^2 - n^2$ et ψ en valeurs absolues, afin d'éviter le double signe (2).

§ 10. — La formule (1) (§ 9) montre que la courbe $\psi = \psi(\lambda)$ coupe l'axe des λ au point $\lambda = \lambda_0$ et qu'elle présente deux maxima de ψ pour

$$\lambda^2 = \lambda_0^2 \mp \Gamma \lambda_0.$$

Si l'on désigne les longueurs d'onde correspondantes par λ_{m_1} et λ_{m_2} , on a :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (\lambda_{m_2}^2 + \lambda_{m_1}^2) &= \lambda_0^2, \\ \frac{1}{2} (\lambda_{m_2}^2 - \lambda_{m_1}^2) &= \Gamma \lambda_0. \end{aligned}$$

Donc, il suffit de connaître seulement la marche de la courbe $\psi = \psi(\lambda)$ pour pouvoir déterminer la valeur de Γ et par suite celle de K , sans avoir besoin de se rapporter à la valeur de l'angle φ . On remarquera l'importance de cette proposition. Pour arriver à l'estimation la plus précise que l'on puisse faire actuellement de la constante K , coefficient de dissipation pour les vibrations de l'électron, le mieux est de se servir directement du résultat que nous venons d'établir.

Les valeurs maxima de ψ sont :

$$\psi_{m_1} = \frac{D}{\Gamma (2\lambda_0 - \Gamma)}; \quad \psi_{m_2} = \frac{D}{\Gamma (2\lambda_0 + \Gamma)},$$

(1) Rappelons ces équations :

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{nz}{2c} (v_1 - v_2) \\ e^{\mp \frac{2\pi}{\lambda} (x_1 - x_2) x} &= \tan(45^\circ - \varphi) \\ \frac{v_1 - v_2}{x_1 - x_2} &= \frac{n_0^2 - n^2}{2Kn}. \end{aligned}$$

Il s'agit, bien entendu, des logarithmes décimaux. (N. D. T.)

(2) Les quantités à prendre en valeur absolue sont encadrées par deux traits verticaux. (N. D. T.)

donc :

$$\frac{\psi_{m_1}}{\psi_{m_2}} = \frac{\lambda_0 + \frac{1}{2} \Gamma}{\lambda_0 - \frac{1}{2} \Gamma}.$$

Le diagramme, page 341 (*fig. 2*), montre l'allure générale de la courbe $\psi = \psi(\lambda)$ pour une valeur négative de la constante D (sur le diagramme, cette courbe s'appelle « form »).

La courbe $\varphi = \varphi(\lambda)$ est toute différente. L'angle φ passe par un maximum pour la valeur :

$$\lambda = \lambda^* = \lambda_0 \sqrt{\frac{1}{3} [1 - 2\beta + 2\sqrt{1 - \beta + \beta^2}]}$$

[voir équation (2), § 9], expression dans laquelle $\beta = \frac{\Gamma^2}{4\lambda_0^2}$. Si l'on suppose β petit, ce qui est généralement le cas, on peut écrire, comme première approximation :

$$\lambda^* = \lambda_0 \sqrt{1 - \beta}.$$

L'angle φ diminue rapidement de part et d'autre de la longueur d'onde $\lambda = \lambda^*$, et la courbe approche asymptotiquement de l'axe des λ , lorsque la distance du point $\lambda = \lambda^*$ augmente.

On peut trouver la valeur maxima de l'angle φ , soit φ^* , à l'aide de l'équation approchée suivante (1) :

$$\frac{-\log \operatorname{tang} (45^\circ - \varphi^*)}{\log e} = \frac{2D}{\Gamma\lambda_0}.$$

§ 11. — Avant d'aller plus loin, rappelons d'abord une simple proposition cinématique. De même que dans un mémoire précédent⁽²⁾, considérons une vibration elliptique :

$$\begin{aligned} \xi &= a \cos n(t - \alpha), \\ \eta &= b \cos n(t - \beta), \end{aligned}$$

due à l'interférence de deux vibrations circulaires opposées. Il suffit,

(1) Cette expression résulte de l'équation (2) (§ 9), savoir

$$\frac{\mp \log \operatorname{tang} (45^\circ - \varphi)}{\log e} = \frac{2D\Gamma\lambda}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)^2 + \Gamma^2\lambda^2} \quad (\text{N. D. T.})$$

(2) *Bulletin international de l'Académie des Sciences de Cracovie*, p. 129; mars 1908.

pour trouver le sens de la révolution dans l'ellipse, d'observer que :

$$\frac{d\left(\frac{\eta}{\xi}\right)}{dt} = -\frac{nb \sin n(\alpha - \beta)}{a \cos^2 n(t - \alpha)}$$

Si l'on combine cette relation avec les équations (4) § 1, p. 130, du mémoire en question, il vient :

$$\frac{d\left(\frac{\eta}{\xi}\right)}{dt} = -\frac{n(a_1^2 - a_2^2)}{a^2 \cos^2 n(t - \alpha)}$$

Il suit de là que pour un observateur qui reçoit la lumière, le sens dans lequel la révolution dans l'ellipse s'accomplit est

$$\begin{array}{ll} \text{droit, si.....} & a_1 > a_2; \\ \text{gauche, si.....} & a_1 < a_2. \end{array}$$

D'autre part, au § 8 nous avons vu que

$$\frac{a_1}{a_2} = e^{-\frac{2\pi}{\lambda}(x_1 - x_2)x};$$

donc la révolution dans l'ellipse est

$$\begin{array}{ll} \text{droite, si.....} & x_1 - x_2 < 0; \\ \text{gauche, si.....} & x_1 - x_2 > 0. \end{array}$$

§ 12. — Que la révolution dans l'ellipse soit droite ou gauche, cela dépend en réalité, comme nous l'avons vu, du signe de la différence $x_1 - x_2$ des deux coefficients d'extinction du milieu. L'équation (1) (§ 6) :

$$(1) \quad \psi = \frac{nz}{2c}(v_1 - v_2),$$

montre, d'autre part, que le sens de la rotation du grand axe de l'ellipse (ou ce qui revient au même, le signe de notre angle ψ) est déterminé par le signe de la différence des vitesses de propagation des deux vibrations circulaires composantes de l'onde. Une question se pose maintenant : peut-on établir une relation entre le signe de la rotation ψ et le sens suivant lequel l'ellipse est décrite? Pour ce qui est des milieux cristallins, une réponse à cette question a été faite il y a longtemps par *Babinet*, qui a formulé la loi bien connue :

« le rayon le moins absorbé est celui qui se propage le plus vite⁽¹⁾ ». Cette loi pourtant ne supporte pas le contrôle de l'expérience.

Dans le cas que nous considérons, c'est-à-dire dans le cas du dichroïsme circulaire dans les milieux doués du pouvoir rotatoire, il ne peut y avoir de doute, comme nous allons le montrer, que la loi de Babinet soit inexacte comme loi générale.

Dans une lettre qu'il m'a fait l'honneur de m'adresser, M. Cotton a fait cette remarque importante que l'une de nos équations se portait d'elle-même à l'élucidation du problème posé. Nous avons trouvé, en effet, la relation :

$$\frac{\nu_1 - \nu_2}{x_1 - x_2} = \frac{n_0^2 - n^2}{2Kn},$$

et pour y arriver, nous avons supposé le cas d'une substance qui contiendrait une seule catégorie d'électrons susceptibles de vibrer. Il est facile d'en déduire une nouvelle règle, analogue à celle que Babinet avait énoncée, mais d'une généralité beaucoup plus grande.

Toutes les données fournies par l'expérience viennent à l'appui de cette forme corrigée de la loi de Babinet, forme qui résulte de l'équation ci-dessus, que nous avons établie au paragraphe 4 de ce mémoire. Nous allons la vérifier de suite.

Deux cas sont à examiner, que nous allons envisager successivement :

$$1^\circ \quad \lambda > \lambda_0 \quad \text{ou} \quad n < n_0.$$

Si l'on considère l'équation ci-dessus, on voit que :

$$(1) \quad \text{si} \begin{cases} x_1 > x_2 \\ x_1 < x_2 \end{cases} \quad \text{on a} \begin{cases} \nu_1 > \nu_2 \\ \nu_1 < \nu_2 \end{cases} \quad \text{ou encore} \quad \begin{cases} c_1 < c_2 \\ c_1 > c_2 \end{cases}$$

D'autre part, d'après la formule (1) :

$$\begin{aligned} \nu_1 > \nu_2 &\text{ implique } \psi > 0 \\ \nu_1 < \nu_2 &\quad \text{—} \quad \psi < 0 \end{aligned}$$

et au paragraphe 11, on a vu que la révolution dans l'ellipse est :

$$\begin{aligned} \text{gauche, si} \dots\dots\dots & x_1 > x_2 \\ \text{droite, si} \dots\dots\dots & x_1 < x_2. \end{aligned}$$

(1) Babinet avait donné cette règle comme une loi générale relative aux cristaux dichroïques. (N. D. T.)

Donc, dans le cas en question, la révolution dans l'ellipse est :

$$(1 \text{ bis}) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \text{gauche, si} \dots\dots\dots & \psi > 0 \\ \text{droite, si} \dots\dots\dots & \psi < 0 \end{array} \right.$$

Les résultats (1), ou (1 bis) qui leur sont équivalents, prouvent la loi de Babinet qui s'applique ici, dans le cas d'une substance mono-électronique, à une partie seulement du spectre, celle où les longueurs d'onde λ sont supérieures à λ_0 .

$$2^\circ \quad \lambda < \lambda_0 \quad \text{ou bien} \quad n > n_0.$$

La discussion peut se faire exactement comme dans le cas précédent :

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{ll} v_1 > v_2 & \text{ou} \quad c_1 < c_2 \text{ correspond à } x_1 < x_2 \\ v_1 < v_2 & \text{ou} \quad c_1 > c_2 \quad \text{à} \quad x_1 > x_2 \end{array} \right.$$

La révolution dans l'ellipse est :

$$(2 \text{ bis}) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \text{droite, si} \dots\dots\dots & \psi > 0 \\ \text{gauche, si} \dots\dots\dots & \psi < 0 \end{array} \right.$$

Ceci est l'inverse de la loi de Babinet. Notre équation :

$$\frac{v_1 - v_2}{x_1 - x_2} = \frac{n_0^2 - n^2}{2Kn}$$

démontre que le résultat (2), ou (2 bis), auquel nous arrivons, s'applique dans le cas d'une substance mono-électronique, pour toutes les valeurs de λ inférieures à λ_0 .

§ 13. — Le dichroïsme circulaire dans les milieux doués du pouvoir rotatoire a été découvert par M. A. Cotton; c'est lui qui a étudié la rotation du grand axe de l'ellipse et déterminé le rapport des demi-axes principaux pour un certain nombre de solutions, et c'est à son admirable travail que nous devons recourir pour voir dans quelle mesure les résultats de la théorie sont confirmés par l'expérience. Quelques remarques préliminaires ne semblent cependant pas superflues : tout d'abord, il faut considérer que M. Cotton attribue le signe positif à la rotation dextrogyre, le signe négatif à la rotation lævogyre ; donc :

$$(1e) \rho \text{ (de M. Cotton)} = - \text{(notre) } \psi.$$

D'autre part, en ce qui concerne le sens de la révolution dans

l'ellipse, M. Cotton assigne à son angle φ le signe + s'il s'agit d'une révolution droite, le signe — s'il s'agit d'une révolution gauche. Enfin, en nous reportant aux tables numériques et aux représentations graphiques de la Thèse de M. Cotton, il faut nous souvenir que tous les signes de φ doivent être inversés, ainsi que M. Cotton l'a expliqué lui-même (1).

On trouvera dans la table suivante un sommaire des résultats qualitatifs obtenus par M. Cotton dans ses expériences. Dans tous les cas marqués d'une astérisque (*) le sens de la révolution est indiqué pour des longueurs d'ondes voisines de λ_0 . Pour des longueurs d'ondes de beaucoup supérieures ou de beaucoup inférieures à λ_0 , le sens de la révolution est quelquefois l'inverse de celui qui est indiqué ici; ceci est certainement conforme à ce que nous pouvions prévoir, car il ne faut pas oublier qu'en établissant la relation (3) du paragraphe 4, nous avons envisagé la vibration λ_0 à l'exclusion de toute autre, et il est clair que nous ne serions pas fondés à supposer que cette seule vibration λ_0 pût suffire, au delà d'une certaine distance dans le spectre, à contrôler la manière dont se comporte une substance donnée.]

I. — Solution de tartrate de cuivre droit dans la potasse caustique
(Thèse, p. 58-60);

Rotation observée.....	$\rho > 0,$	$\lambda < \lambda_0$ $\psi < 0$
Révolution observée.....		gauche

II. — Solution de tartrate de cuivre gauche dans la potasse caustique
(Thèse, p. 58);

Rotation observée.....	$\rho < 0,$	$\lambda < \lambda_0$ $\psi > 0$
Révolution observée.....		droite

III. — Solution de tartrate de cuivre droit dans la soude caustique
(Thèse, p. 63);

Rotation observée.....	$\rho > 0,$	$\lambda < \lambda_0$ $\psi < 0$
Révolution observée.....		gauche

IV. — Solution de tartrate double de chrome et de potassium
(Thèse, p. 65-67);

Rotation observée...	$\rho > 0,$	$\lambda > \lambda_0$ $\psi < 0$	$\rho < 0,$	$\lambda < \lambda_0$ $\psi > 0$
Révolution observée.		droite*		droite*

(1) *Journal de Physique théorique et appliquée*, 3^e série, t. VII, p. 7

V. — Liquide préparé par le tartrate de potassium et l'alun de chrome (Thèse, p. 71);

$$\begin{array}{l} \text{Rotation observée...} \quad \rho > 0, \quad \psi < 0 \\ \text{Révolution observée.} \quad \text{droite*} \end{array} \quad \begin{array}{l} \lambda > \lambda_0 \\ \rho < 0, \quad \psi > 0 \\ \text{droite*} \end{array}$$

VI. — Tartrate d'ammonium et alun de chrome (Thèse, p. 72);

$$\begin{array}{l} \text{Rotation observée} \quad \rho > 0, \quad \psi < 0 \\ \text{Révolution observée} \quad \text{gauche} \end{array} \quad \begin{array}{l} \lambda < \lambda_0 \end{array}$$

VII. — Tartrate de sodium et alun de chrome (Thèse, p. 74);

$$\begin{array}{l} \text{Rotation observée...} \quad \rho < 0, \quad \psi > 0 \\ \text{Révolution observée.} \quad \text{gauche*} \end{array} \quad \begin{array}{l} \lambda > \lambda_0 \\ \rho > 0, \quad \psi < 0 \\ \text{gauche*} \end{array}$$

En présence de ces faits, il ne peut y avoir de doute que la loi, telle qu'elle est corrigée maintenant, est exacte. Il n'y a pas un seul exemple dans la précédente énumération qui ne concorde pas avec la loi donnée au paragraphe 12. Aussi loin qu'on puisse la vérifier par l'expérience, la formule en question rend compte des phénomènes. La formule (3) du § 4 donne donc le moyen d'exprimer la relation entre le signe de la rotation et le sens suivant lequel la révolution s'effectue.

§ 14. — Nous allons examiner maintenant jusqu'à quel degré les résultats précédents sont confirmés par le témoignage de l'expérience⁽¹⁾. Nous envisagerons en premier lieu la variation de la rotation ψ (du grand axe de l'ellipse) avec les longueurs d'onde; nous n'étudierons qu'ensuite l'ellipticité des vibrations de la lumière transmise à travers la substance.

A. Occupons-nous pour commencer du liquide dont M. Cotton s'est servi pour ses mesures photométriques, et qu'il a appelé tartrate double de chrome et de potassium. M. Cotton a fait, pour cette solution⁽²⁾, une série d'observations fort instructives et les a résumées sous la forme d'une courbe. Toutefois la table et le tracé de la courbe contiennent quelques erreurs, qui se rapportent principalement à la longueur d'onde $5,62 \cdot 10^{-5}$ centimètre. M. Cotton a eu l'obligeance de me fournir sur ce point les informations suivantes, qui sont données ici avec son gracieux consentement : « J'ai consulté

(1) Jusqu'à présent l'auteur s'est borné à une analyse qualitative des phénomènes; il va en faire maintenant une analyse quantitative. (N. D. T.)

(2) Voir thèse, p. 65; *Annales de Chimie et de Physique*, p. 407.

mes cahiers d'expériences pour voir ce qu'il en est des fautes que vous signalez pour les mesures rapportées pour la longueur d'onde 562. Vous avez parfaitement raison pour l'une d'elles; il faut lire, dans la table donnant les valeurs de l'angle φ , $4^{\circ} 46'$ au lieu de $4^{\circ} 16'$. Mais j'ai constaté avec surprise que la rotation pour cette même longueur d'onde était bien, comme l'indique le tableau, $-1^{\circ} 21'$ et qu'il n'y a pas là une faute d'impression, mais une faute dans le tracé de la courbe dont l'origine est évidente : le dessinateur a placé le point exactement un degré trop haut. Vous voyez vous-même que cela change un peu non pas la forme de la courbe ψ , mais la place du second maximum. »

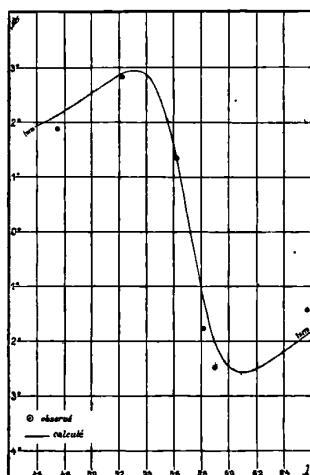


FIG. 2.

Dans le diagramme (fig. 2), les valeurs observées de ψ sont représentées avec celles de λ (après avoir été corrigées); elles sont marquées du signe \odot . La longueur d'onde correspondant à $\psi = 0$ est 5,72; la longueur d'onde λ_{m_1} (voir notation précédente) est située à 5,31 ou dans le voisinage. Admettons que l'on ait :

$$\begin{aligned}\lambda_0 &= 5,72 \cdot 10^{-5} \text{ centimètre,} \\ \lambda_{m_1} &= 5,31 \cdot 10^{-5} \text{ centimètre,}\end{aligned}$$

et appliquons l'équation du paragraphe 10 :

$$\Gamma\lambda_0 = \lambda_0^2 - \lambda_{m_1}^2,$$

nous obtenons

$$(1) \quad \Gamma = 0,782 \cdot 10^{-5} \text{ centimètre.}$$

Si nous l'appliquons une deuxième fois, de

$$\lambda_{m_2}^2 = \lambda_0^2 + \Gamma \lambda_0,$$

nous déduisons :

$$\lambda_{m_2} = 6,10 \cdot 10^{-5} \text{ centimètre,}$$

ce qui concorde avec la marche générale des valeurs observées de ψ .

A l'aide des rotations observées, nous avons calculé les valeurs suivantes de la constante D tirée de l'équation (1) du paragraphe 9⁽¹⁾, en assignant à Γ et λ_0 les mêmes valeurs que ci-dessus.

λ	$ \psi $	D
$5,22 \cdot 10^{-5}$ centimètre	2° 50'	$4,21 \cdot 10^{-11}$ centimètre carré
5,62	1° 21'	4,28
5,81	1° 46'	6,45
5,89	2° 30'	5,55

En supposant

$$D = 4,28 \cdot 10^{-11} \text{ centimètre carré,}$$

l'équation (1) du paragraphe 9 conduit pour ψ aux résultats suivants :

λ	$ \psi $	
	valeurs calculées	valeurs observées
$4,75 \cdot 10^{-5}$ centimètre	2° 08'	1° 52'
5,00	2° 32'	—
5,22	2° 52'	2° 50'
5,31	2° 56' (max.)	—
5,40	2° 51'	—
5,62	1° 21'	1° 21'
5,81	1° 10'	1° 46'
5,89	1° 56'	2° 30'
6,00	2° 27'	—
6,10	2° 34' (max.)	—
6,57	1° 53'	1° 26'

La courbe que l'on voit sur le diagramme (fig. 2) est la courbe théorique; elle passe par tous les points correspondant aux valeurs

(1)
$$\psi = \frac{D(\lambda^2 - \lambda_0^2)}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)^2 + \Gamma^2 \lambda^2}. \quad (\text{N. D. T.})$$

calculées. On voit qu'elle concorde avec l'expérience d'une manière très satisfaisante, dans l'intervalle compris entre λ_{m_1} et λ_{m_2} ; en dehors de ces limites, la correspondance paraît moins bonne. Il est naturel d'en conclure que, pour des longueurs d'onde sensiblement plus grandes que λ_{m_2} ou sensiblement plus petites que λ_{m_1} , la rotation ψ dans le jaune cesse de dépendre uniquement de la vibration :

$$\lambda_0 = 5,72 \cdot 10^{-5} \text{ centimètre,}$$

à laquelle est due cette bande particulière d'absorption; et le fait bien significatif que dans le bleu commence, pour la solution en question, une nouvelle bande d'absorption très intense tend à fortifier considérablement cette hypothèse.

Ce serait faire en avant un pas dans l'explication de l'exactitude incomplète de l'équation mono-électronique, si l'on réussissait à déterminer numériquement l'effet produit par des bandes d'absorption avoisinantes sur la rotation qui a lieu à l'intérieur d'une bande donnée. Si nous supposons que les effets dus aux diverses vibrations puissent être simplement superposés, nous pouvons écrire au moyen de la relation (1) du paragraphe 4 l'équation suivante :

$$\psi - \frac{D_1 (\lambda^2 - \lambda_{01}^2)}{(\lambda^2 - \lambda_{01}^2)^2 + \Gamma_1^2 \lambda^2} = \frac{D_2 (\lambda^2 - \lambda_{02}^2)}{(\lambda^2 - \lambda_{02}^2)^2 + \Gamma_2^2 \lambda^2} + \text{etc.}$$

λ_{01} se rapporte à la vibration à laquelle la bande étudiée est due; λ_{02} , λ_{03} , etc., sont les longueurs d'ondes caractéristiques des bandes voisines. Il s'agit maintenant de déterminer jusqu'à quel degré on peut faire rentrer dans la loi exprimée par cette formule les différences entre les valeurs observées de ψ et ses valeurs calculées en partant de l'hypothèse « mono-électronique ». On peut admettre légitimement, pour une approximation, que la série du second membre se réduise à un seul terme de part et d'autre de la bande d'absorption; la manière de procéder se rapprochera beaucoup de la précédente. On pourra recourir à une méthode graphique. Supposons que nous construisions une courbe, dont les abscisses représentent les valeurs de λ , et dont les ordonnées soient respectivement égales aux différences entre les ordonnées de la courbe résumant les données expérimentales et celles qui se rapportent à la courbe théorique, calculée dans l'hypothèse mono-électronique. Cette courbe une fois contruite, il ne nous restera qu'à chercher à représenter sa marche à

l'aide d'une expression de la forme :

$$\frac{D_i (\lambda^2 - \lambda_{0i}^2)}{(\lambda^2 - \lambda_{0i}^2)^2 + \Gamma^2 \lambda^2}$$

Par exemple, dans le cas de la dissolution dont il a été question plus haut, on trouve sans difficulté :

$$\lambda_{0_2} = 6,36 \cdot 10^{-5} \text{ centimètre.}$$

Mais, si nous essayons de pousser plus loin le calcul, nous sommes forcés bientôt de reconnaître qu'avec les données dont nous disposons il serait illusoire de chercher à obtenir des résultats dignes de foi. Il serait indispensable, pour terminer complètement le calcul sur les grandes lignes indiquées ici, de disposer de nombreuses données expérimentales, d'un degré de précision très élevé.

B. On obtient des résultats analogues en examinant comment se comportent les autres solutions étudiées par M. Cotton, par exemple la solution d'alun de chrome et de tartrate de soude⁽¹⁾. Il n'est pas nécessaire d'étudier cet exemple en détail. La concordance du témoignage de l'expérience avec les prévisions « mono-électroniques » est un peu moindre dans ce dernier cas.

§ 13. — Considérons maintenant l'ellipticité produite par une solution absorbante active. Voyons jusqu'à quel point l'équation (2)⁽²⁾ du paragraphe 9 représente correctement la variation de l'angle φ (telle qu'elle résulte des observations de M. Cotton) en fonction de la longueur d'onde. Pour faire cette vérification dans le cas d'une solution de tartrate double de chrome et de potassium (considérée au paragraphe 14, A), nous avons calculé la valeur de l'expression :

$$- \frac{(\lambda^2 - \lambda_0^2)^2 + \Gamma^2 \lambda^2}{\lambda} \cdot \log \tan (45^\circ - \varphi),$$

en nous servant des nombres donnés à la page 65 de la Thèse de M. Cotton (*Annales*, p. 407). Appelons R cette expression; nous aurons :

$$R = 2 | D | \Gamma \log e = C^e.$$

(1) Cotton, *Annales de Chimie et de Physique*, p. 415 et 416.

(2) Cette équation est :

$$\frac{\mp \log \tan (45^\circ - \varphi)}{\log e} = \frac{2D\Gamma\lambda}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)^2 + \Gamma^2 \lambda^2} \quad (\text{N. D. T.})$$

Les résultats sont les suivants :

λ	φ	R
$5,22 \cdot 10^{-8}$ centimètre	$1^{\circ} 25'$	$1,92 \cdot 10^{-16}$ centimètre cube
5,62	$4^{\circ} 46'$	2,66
5,81	$4^{\circ} 54'$	2,79
5,89	$3^{\circ} 40'$	2,38

Prenons :

$$\begin{aligned} R &= 2,79 \cdot 10^{-16} \text{ centimètre cube,} \\ D &= 4,28 \cdot 10^{-11} \text{ — carré.} \end{aligned}$$

L'équation précédente donne

$$\Gamma = 0,751 \cdot 10^{-5} \text{ centimètre.}$$

Ce résultat ne diffère pas beaucoup de la valeur

$$\Gamma = 0,782 \cdot 10^{-5} \text{ centimètre}$$

que nous avons trouvée précédemment [voir (1), § 14]. Ainsi donc nous sommes arrivés à des évaluations sensiblement concordantes de la constante Γ , à l'aide de deux méthodes complètement indépendantes. La valeur Γ étant connue, nous en déduisons K à l'aide de la formule du paragraphe 9 :

$$K = \frac{\pi c \Gamma}{\lambda_0^2}$$

Si nous prenons pour Γ la valeur $0,751 \cdot 10^{-5}$ centimètre, nous obtenons :

$$K = 2,16 \cdot 10^{14} \text{ sec}^{-1}.$$

La quantité $\frac{1}{2K}$ pourrait être appelée « temps d'amortissement » (1) de la vibration de l'électron. Son ordre de grandeur paraît donc être, dans le cas qui nous occupe, de $2 \cdot 10^{-15}$ seconde, ce qui est aussi l'ordre de grandeur de la période de la vibration naturelle dans le cas de la bande jaune, dont nous avons étudié les propriétés.

Voici encore quelques valeurs de la constante K calculées à l'aide de l'équation (3) (2) du paragraphe 9, d'après les résultats de M. Cotton :

(1) L'auteur met : « relaxation ». (N. D. T.)

(2) Rappelons cette équation :

$$K = - \frac{|n_0^2 - n^2|}{4n |\psi|} \cdot \frac{\log \tan(45^\circ - \varphi)}{\log e}. \quad (\text{N. D. T.})$$

Tartrate de cuivre droit au centième, potasse au centième (Thèse, p. 58, *Annales*, p. 400).

$$\lambda_0 = 6,57 \cdot 10^{-5} \text{ centimètre.}$$

λ	$ \psi $	φ	K
$5,62 \cdot 10^{-5}$ centimètre	2° 29'	0° 51'	$1,54 \cdot 10^{14} \text{ sec}^{-1}$
5,815	2° 16'	1° 26'	2,22
5,89	2° 00'	1° 34' (1)	2,43

Tartrate de cuivre gauche au centième, potasse au centième (*ibid.*).

$$\lambda_0 = 6,57 \cdot 10^{-5} \text{ centimètre.}$$

λ	$ \psi $	φ	K
$5,62 \cdot 10^{-5}$ centimètre	2° 25'	0° 55'	$1,71 \cdot 10^{14} \text{ sec}^{-1}$
5,815	2° 16'	1° 24'	2,17

En 1905, M. M.-F. Mc-Dowell a répété les expériences de M. Cotton, et il a réussi à les compléter à certains égards (2). La méthode qu'il a employée a pour avantage d'être sensible, et elle a rendu possible des lectures nombreuses dans les différentes parties du spectre ; toutefois les dissolutions de M. Mc-Dowell n'étant pas les mêmes que celles étudiées par M. Cotton, les résultats obtenus par ces deux observateurs ne sont pas comparables. Ce qui est plus important, c'est que le procédé dont M. Mc-Dowell s'est servi pour mesurer l'ellipticité des vibrations produite par ses solutions prête sérieusement à la critique.

§ 16. — Pour pouvoir apprécier justement les résultats numériques auxquels nous avons été conduits dans les deux paragraphes précédents, il importe de ne pas perdre de vue que nous n'avons soumis à l'examen que la forme la plus simple de la théorie, celle qui repose sur l'hypothèse d'une seule classe d'électrons participant aux vibrations de l'onde lumineuse ; pour vérifier avec exactitude une théorie plus générale, nous aurions besoin de nous appuyer sur des mesures extrêmement précises et très nombreuses, dont il est probable que nous ne disposons pas de si tôt. Néanmoins il est permis, je crois, de considérer désormais un résultat comme acquis, savoir : que si l'on a déterminé, à l'intérieur d'une bande d'absorption d'une substance photogyratoire, la rotation du plan de polarisation et l'ellipti-

(1) Lu sur la courbe.

(2) *The Physical Review*, vol. XX, p. 163 (voir *Errata* à la fin du volume); New-York, 1906.

citée produite par le milieu, on est en mesure de calculer, pour la substance en question, l'intensité de l'action d'amortissement, qui se présente toujours, comme on sait, dans les vibrations électro-moléculaires.

LA TEMPÉRATURE DU SOLEIL ET LA CONSTANTE SOLAIRE (1);

Par M. G. MILLOCHAU.

A la séance de la Société de Physique du 1^{er} février 1907, j'ai eu l'honneur d'exposer les résultats des premières recherches que M. Féry et moi avons faites, au mont Blanc, sur la température effective du Soleil.

L'instrument employé était le télescope pyrhéliométrique de Féry.

Constatant que la loi exponentielle d'absorption ou loi de Bouguer s'appliquait, avec une approximation suffisante, aux mesures faites, nous donnions 5663° (2) pour la température apparente du centre de l'image solaire. Appliquant la même loi de Bouguer aux résultats trouvés aux divers points d'un diamètre solaire, l'absorption de l'atmosphère solaire étant supposée produire la différence constatée entre le rayonnement au centre et au bord de l'astre du jour, nous obtenions 6132° pour la température apparente de la photosphère solaire.

Depuis cette communication, nous avons proposé au Congrès de Meudon de comparer le télescope pyrhéliométrique à un actinomètre afin de déterminer exactement la méthode et les constantes instrumentales, permettant de déduire la constante solaire des mesures faites avec cet instrument.

Aucun actinomètre d'Angstrom n'étant à notre disposition pour ce travail, et cet appareil nous semblant bien compliqué pour les recherches projetées, M. Féry imagina un dispositif d'actinomètre que nous employâmes en 1907 pour les comparaisons avec le télescope pyrhéliométrique. Il ne reste plus qu'à comparer cet appareil à celui d'Angstrom, si l'on désire se conformer aux vœux du Congrès.

Cet actinomètre est disposé de la manière suivante :

(1) Communication faite à la Société française de physique : Séance du 15 janvier 1909.

(2) Les degrés indiqués dans cette note sont ceux de l'échelle absolue des températures, soit température vulgaire + 273°.

Au centre d'une sphère métallique (*fig. 1*), nickelée extérieurement et noircie à l'intérieur, est supporté par deux tiges, l'une de laiton L et l'autre de constantan K, un petit cylindre métallique C, que nous dénommerons, pour simplifier, *récepteur*.

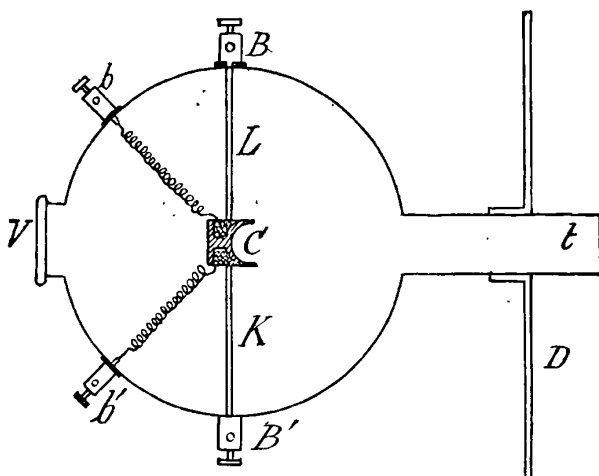


FIG. 1.

Ce récepteur constitue la soudure chaude du couple, la soudure froide étant le point d'attache de la tige de constantan sur la boule extérieure; quant à la tige de laiton, elle est isolée de la sphère.

Un tube *t* permet de faire pénétrer le faisceau solaire dans l'appareil; ce tube supporte un écran de liège recouvert de papier d'étain D, dans le but d'éviter l'échauffement direct de la sphère par le rayonnement solaire. Enfin, un écran dépoli V permet de s'assurer, par le centrage de l'ombre projetée par le récepteur, si l'orientation est convenable.

Dans l'intérieur du récepteur est introduite une sorte de petite bobine en cuivre rouge, dont la face tournée vers l'extérieur est concave et soigneusement noircie. Le fil de manganine qui la recouvre peut recevoir le courant d'étalonnage par les bornes *b* et *b'*, et il est alors facile de graduer, en calories, l'appareil relié par B et B' à son millivoltmètre.

La *fig. 2* est une vue extérieure de l'appareil qui n'a que 10 centimètres de diamètre.

Pour se servir de l'actinomètre, on le pointe dans la direction du Soleil, et on le maintient en direction aussi exactement que possible, puis l'observateur lit la déviation marquée et note le temps au moment où la lecture est faite.

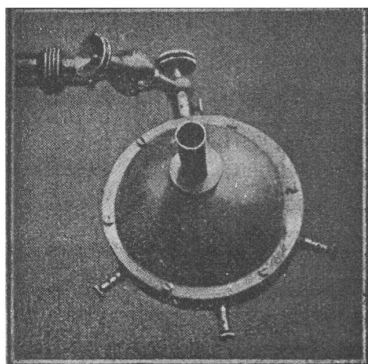


FIG. 2.

Une courbe est ensuite tracée, en prenant pour abscisses les temps et pour ordonnées les déviations galvanométriques.

Grâce à la Société du mont Blanc et à son regretté président, Janssen, qui mirent à notre disposition l'observatoire du sommet et les ressources nécessaires à l'exécution des recherches projetées, nous pûmes, en 1907, refaire les expériences de 1906 et les compléter.

Je fis séjour à l'observatoire Janssen du 19 au 30 août. Les journées de 21, 22, 25, 26, 27 et 30 se prêtèrent aux observations actinométriques; celle du 22 fut particulièrement favorable; les observations purent être faites par ciel très pur de dix heures du matin à sept heures du soir, et la *fig. 1* montre les courbes obtenues, ce jour-là, avec le télescope et l'actinomètre, aux diverses heures de la journée.

Télescope pyrhéliométrique		Actinomètre	
Temps moyen de Chamonix	Déviatiou en microvolts	Temps moyen de Chamonix	Déviatiou en microvolts
10 ^h 05	4 440	10 ^h 05	34
11 ^h 16	4 480	11 ^h 16	35
11 ^h 42	4 500	11 ^h 42	35
12 ^h 04	4 520	12 ^h 04	36
13 ^h 36	4 440	12 ^h 30	36
13 ^h 55	4 440	1 ^h 52	35
15 ^h 18	4 320	2 ^h 41	33
15 ^h 22	4 280	3 ^h 18	32
16 ^h 12	4 100	3 ^h 22	33
17 ^h 17	3 700	4 ^h 22	31
17 ^h 49	3 280	5 ^h 17	27
17 ^h 58	3 080	5 ^h 58	24,5
18 ^h 27	2 560	6 ^h 22	16

Si, comme nous l'avons déjà fait en 1906, nous appliquons aux mesures faites avec le télescope la loi exponentielle d'absorption ou loi de Bouguer :

$$I = I_0 e^{-\frac{KI}{\cos x}}$$

nous trouvons, pour l'intensité du rayonnement en dehors de l'atmosphère :

$$I_0 = 4\,976 \text{ microvolts.}$$

Les courbes des autres journées sont moins régulières ; certaines portions sont correctes, et la loi de Bouguer s'y applique ; les autres parties présentent des dénivellations correspondant exactement aux variations de l'hygromètre enregistreur, ce qui montre que l'accroissement momentané d'absorption qu'elles indiquent provient de vagues atmosphériques, composées d'air humide des couches inférieures, et qui se heurtent aux flancs du massif du mont Blanc, dépassant par moments le sommet de quelques centaines de mètres.

En recherchant les portions de courbes auxquelles s'applique la loi de Bouguer et en en déduisant, par la méthode que nous avons indiquée (*Comptes rendus*, 22 octobre 1906), l'intensité du rayonnement du centre du disque solaire, en dehors de l'atmosphère terrestre, on trouve pour I_0 (déviatiou en microvolts du galvanomètre, le télescope étant à pleine ouverture) : le 22 août, $I_0 = 4\,976$; le 25, $I_0 = 4\,808$; le 26, $I_0 = 4\,936$; le 27, $I_0 = 5\,012$.

La valeur $I_0 = 4\,976$, basée sur l'étude de l'ensemble de la courbe

journalière du 22 août, a un poids bien plus grand que les autres, ne portant que sur des portions de courbes ; elle s'accorde d'une façon très satisfaisante avec les mesures des autres jours et surtout avec leur moyenne.

L'appareil a été étalonné en le pointant sur un four électrique ; la constante trouvée (dans la formule $T = K \sqrt{I}$) est $K = 661$, ce qui donne pour la température apparente du centre du disque solaire $T = 5\,535^\circ$ absolus,

Des mesures ont été également faites le long d'un diamètre solaire selon la méthode que nous avons indiquée en 1906 (*Comptes rendus*, 8 octobre 1906). Elles conduisent au résultat suivant : pour $\delta = 100$ au centre du disque, on trouve, à 30° du centre, $\delta = 94,7$ et, à 45° , $\delta = 87,0$, alors qu'en 1906 on avait trouvé, à 30° , $\delta = 93,62$ et, à 45° , $\delta = 85,9$ (moyenne des mesures faites sur l'ensemble des courbes).

Voici, à titre d'exemple, les valeurs trouvées suivant un diamètre solaire, le 25 août 1907, à $11^h 21^m$ (mont Blanc)⁽¹⁾ :

Temps moyen de Chamonix	Déviati on en microvolts	T	δ	T	δ
$11^h 21^m 40^s$	320	110	4 280	180	480
50	2 480	120	4 250	190	240
60	3 480	130	4 200	200	200
70	3 880	140	4 100	210	160
80	4 040	150	3 966	220	100
90	4 160	160	3 600	—	—
$11^h 21^m 100$	4 240	170	2 440	—	—

La comparaison de la courbe actinométrique et de celle que fournit le télescope montre que l'actinomètre présente une inertie due certainement à la masse de son récepteur, plus de mille fois supérieure à celle de la soudure thermo-électrique du pyréliomètre. L'actinomètre donne donc des indications qui sont en retard sur le temps de l'observation. De l'examen des courbes (*fig. 3*) on peut déduire immédiatement ce retard, qui est de 23 minutes.

(1) La courbe représentative du rayonnement suivant un diamètre solaire est ainsi tracée par points ; rappelons que nous avons indiqué (*Comptes rendus*, 8 octobre 1906) qu'en employant un galvanomètre enregistreur spécialement aménagé on aurait une courbe continue. Nous n'avons pu réaliser ce dispositif trop coûteux pour nos ressources et n'avons pu étudier le rayonnement des divers points de la surface solaire, suivant des cordes parallèles à la direction du mouvement diurne, que par la méthode chronométrique.

Un retard plus ou moins grand doit forcément exister dans les actinomètres dont le récepteur a une masse non négligeable; il est nécessaire de le connaître et d'en tenir compte pour pouvoir calculer l'absorption de l'atmosphère terrestre.

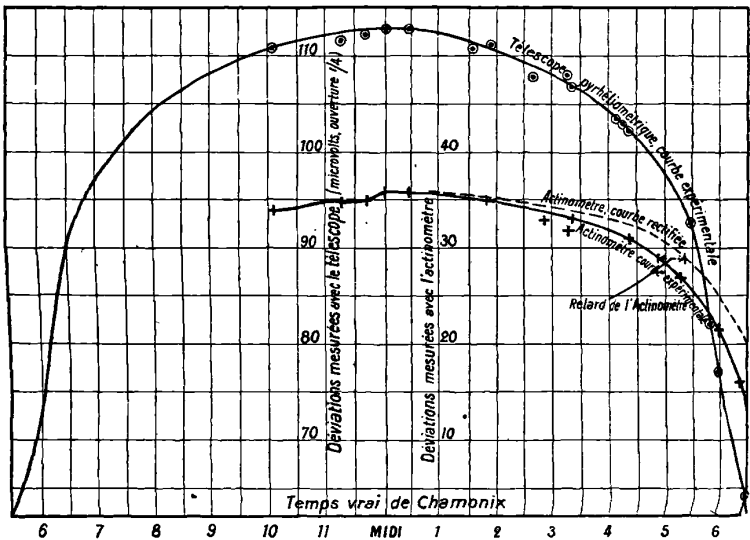


FIG. 3.

En effet, aux courbes actinométriques déplacées — 23 minutes en temps, s'applique également la loi de Bouguer, pendant les intervalles de temps où cette loi s'applique aux mesures faites avec le pyrhéliomètre.

L'actinomètre a été étalonné avant et après l'ascension.

Les essais ont montré que les pertes par convection ne changent pas sensiblement avec l'orientation de l'actinomètre.

La déviation la plus forte, produite par le rayonnement solaire, a été obtenue le 22 août, à 12^h 4^m, au sommet du mont Blanc; elle est de 0,36 millivolt et correspond à 0,151 watt ou 2^{cal},16. Corrigée de l'absorption atmosphérique (10 pour 100), elle conduit à 0,166 watt, ou 2^{cal},38 pour la valeur de la constante solaire.

L'actinomètre a été également pointé sur un four électrique chauffé à diverses températures; cette comparaison, devant servir de contrôle à l'étalonnage électrique, peut aussi conduire à une évaluation de la température effective moyenne du Soleil. Il suffit, en effet, d'ap-

plier aux résultats des mesures sur le four et sur le Soleil, la loi de Stefan et de tenir compte de la surface apparente des sources rayonnantes.

Les constantes déterminées sur trois mesures conduisent aux résultats suivants :

Four à.....	1 663° absolu	Soleil.....	5 696° absolu
Four à.....	1 623° —	Soleil.....	5 695° —
Four à.....	1 280° —	Soleil.....	5 567° —

Cette évaluation n'a pas la précision de celles faites avec le télescope pyrhéliométrique, à cause de la petitesse de l'effet produit par le four et du peu de précision de la mesure qu'on peut faire de la surface apparente de ce four; elle contrôle cependant, d'une manière heureuse, l'étalonnage électrique de l'actinomètre.

Le télescope pyrhéliométrique donne directement la température apparente ⁽¹⁾ d'un élément de surface du radiateur vis, alors que l'actinomètre donne l'effet global du faisceau solaire et mesure directement la constante solaire.

Nous venons de voir qu'on peut indirectement mesurer d'une façon grossière la température effective moyenne du Soleil en se servant de l'actinomètre; on peut aussi se proposer de déduire indirectement des mesures du télescope pyrhéliométrique la constante solaire. Dans ce cas, la comparaison du pyrhéliomètre et d'un actinomètre est préalablement indispensable.

En effet, d'après la loi de Stefan, la quantité de chaleur reçue par une surface noire de 1 centimètre carré, recevant le flux de chaleur d'un radiateur intégral, de température T, de surface S et placé à la distance D, est :

$$q = aT^4 \frac{S}{D^2},$$

lorsque la température du récepteur est négligeable par rapport à T.

Les observations ayant montré que T est constant sur une circonférence ayant pour centre le centre de l'image solaire et pour rayon r, la couronne circulaire infinitésimale $2\pi r dr$ produit donc l'effet :

$$dq = aT^4 \frac{2\pi r dr}{D^2}.$$

⁽¹⁾ C'est-à-dire la température d'un radiateur intégral qui produirait le même rayonnement.

L'effet total produit par le Soleil est la constante solaire A_w (exprimée en watts) et sera par suite, en intégrant :

$$A_w = \int_0^R \frac{aT^4 2\pi r dr}{D^2},$$

où R est le rayon du Soleil et D sa distance à la Terre.

Remplaçant T^4 par sa valeur $K\delta$ (δ étant la déviation en millivolts donnée par l'appareil et K la constante instrumentale), on aura :

$$(1) \quad A_w = \frac{aK}{D^2} \int_0^R 2\pi r \delta dr = \frac{aK}{D^2} \int_0^{\delta_2} \pi r^2 d\delta.$$

Dans ces intégrales, la quantité sous le signe somme est le volume V du solide de révolution engendré par la courbe représentative du rayonnement calorifique solaire suivant un diamètre (r en abscisses, δ en ordonnées), si l'on fait tourner cette courbe autour de son axe de symétrie.

Ce volume V est aussi numériquement égal à l'aire de l'une des deux courbes auxiliaires, qu'on peut construire en posant dans le premier cas $y = r\delta$, $w = r$, et dans l'autre cas $y = r^2$, $w = \delta$, aires qu'on peut calculer graphiquement.

Si nous posons maintenant $\delta_m = \frac{V}{\pi R^2}$ et remplaçons dans (1) V par $\pi r^2 \delta_m$, nous obtenons :

$$(2) \quad A_w = \frac{VaK}{D^2} = \frac{\pi R^2}{D^2} aK\delta_m;$$

or $\frac{R^2}{D^2} = \tan^2 \frac{\varphi}{2}$, φ étant le diamètre apparent du Soleil ; $K\delta_m$ est la quatrième puissance de la température effective moyenne du Soleil, c'est-à-dire la température d'un radiateur intégral qui produirait le même effet général sur la Terre, soit T_m^4 ; on aura :

$$(3) \quad A_w = \pi a T_m^4 \tan^2 \frac{\varphi}{2},$$

qui nous permettra de calculer la constante solaire à l'aide du seul télescope pyréliométrique, lorsque nous connaîtrons la constante a .

Nous pouvons déterminer une valeur approchée de a en remplaçant, dans (3), A_w par la valeur que nous avons trouvée avec l'actino-

mètre, et T_m^4 par celle tirée des mesures faites, en même temps, avec le télescope pyréliométrique.

Un moyen simple d'obtenir V consiste à mesurer graphiquement l'aire d'une des moitiés de la courbe représentative, de chercher son centre de gravité et d'appliquer le théorème de Guldin.

Mais nous n'avons à notre disposition, pour ce travail, que les courbes obtenues avec un télescope dont le réticule thermo-électrique comporte un disque ayant un diamètre sensible par rapport à l'image solaire.

Il y a donc lieu de corriger cette courbe de l'effet produit par le diamètre du disque, surtout à partir du point où celui-ci est incomplètement couvert, les ordonnées de la courbe se trouvant diminuées.

Or on peut remarquer que si l'on mène, par le point correspondant à $x = R$, une droite parallèle à l'axe des y , l'aire de la portion de courbe située en dehors de cette droite est égale à l'aire qui serait comprise entre la courbe réelle et la courbe mesurée.

On peut donc évaluer très'approximativement le centre de gravité de la portion d'aire manquante et, appliquant le théorème de Guldin, décomposer le volume V en deux parties et les calculer séparément. On obtient ainsi :

$$\delta_m = 4\ 308, \quad T_m = 5\ 358, \quad a = 3,02 \times 10^{-14}.$$

La courbe représentative du rayonnement solaire suivant un diamètre semble, à l'examen, très voisine d'une ellipse ; il était intéressant de voir ce qui se passerait, au point de vue du calcul, en l'assimilant à une ellipse.

Le volume V devient alors un cylindre surmonté d'un demi-ellipsoïde de révolution. La formule suivante donne ce volume :

$$V = \pi R^2 \delta_1 + \frac{2}{3} \pi R^2 (\delta_2 - \delta_1) = \pi R^2 \left(\frac{2\delta_2 + \delta_1}{3} \right),$$

δ_1 étant la mesure faite au bord de l'image solaire, δ_2 celle faite au centre.

Puisque

$$\delta_m = \frac{V}{\pi R^2}, \quad \delta_m = \delta^2 \left(\frac{2n + 1}{3} \right) \quad \text{si} \quad n = \frac{\delta_2}{\delta_1}.$$

Dans nos mesures, δ_1 correspond au moment où le centre de la soudure thermo-électrique coïncide avec l'image du bord solaire ; la

soudure est alors à moitié couverte, et les recherches de l'un de nous ont montré que, dans ce cas, l'intensité de la déviation est proportionnelle à la surface couverte.

Si l'on appelle δ_0 la valeur mesurée, on aura une valeur très approchée de δ_1 en doublant δ_0 , en retranchant du résultat l'intensité de la chaleur diffuse du ciel au bord solaire et en corrigeant le nombre trouvé de la courbure de ce bord.

Par cette méthode, on trouve :

$$\delta_m = 4\,284, \quad T_m = 5\,351, \quad a = 3,03 \times 10^{-14}.$$

Des mesures faites en 1906, le 2 août, nous pouvons déduire également la valeur de la constante solaire pour ce jour-là. On trouve

$$A_w = 0,178 \quad \text{ou} \quad A = 2^{\circ},56.$$

Cette constante était donc, le 22 août 1907, de 7 0/0 plus petite, puisqu'elle était égale à 2,38.

Nous pouvons remarquer que cette différence correspond à une absorption apparente plus grande de l'atmosphère solaire, en 1907 (40 0/0) qu'en 1906 (37 0/0) et que, malgré la différence des températures effectives au centre de l'image solaire (5 553° en 1907, 5 663° en 1906), on trouve, pour la température du noyau photosphérique solaire, 6042° en 1907 ; 6 100° en 1906, nombres qui ne diffèrent que de 1 1/2 0/0.

Quoique ces variations soient bien faibles, et voisines des limites d'erreur des mesures, leur accord me semble utile à signaler, car il est peu probable qu'il provienne seulement d'une simple coïncidence.

Dans le calcul de l'effet d'absorption atmosphérique terrestre l'exposant Kl de la formule de Bouguer a été trouvé égal à 0,032 pour 1906 et égal à 0,037 pour 1907 ; l'emploi de l'un ou l'autre de ces deux coefficients ne produit, dans le calcul de la constante solaire, qu'une variation de 1 0/0.

Il semblerait donc qu'à l'altitude du mont Blanc (4810 mètres), lorsque les conditions atmosphériques sont bonnes, le coefficient d'absorption de l'atmosphère est constant et sensiblement égal à 0,034. La constante solaire, à cette station, se calculerait alors par l'emploi de la formule:

$$A = Ie^{\frac{0,034}{\cos z}},$$

z étant la distance zénithale du Soleil et I le nombre de calories reçues

par centimètre carré et par minute mesuré par l'observateur (1).

Or M. Violle, le 16 août 1876, a trouvé, à $10^h 22^m$, à la cime du mont Blanc, $2^{cal},392$ avec son actinomètre absolu. Si on applique la formule précédente, on trouve $A = 2^{cal},64$, valeur peu différente de $A = 2,54$, obtenu par M. Violle en appliquant, pour le calcul de l'absorption atmosphérique, sa formule exponentielle destinée à un sondage vertical de l'atmosphère.

Hansky, avec un actinomètre de Crova, a trouvé, le 4 septembre 1900, $1 = 2^{cal},02$ à 13 heures; on en déduit, de la même manière $A = 2,21$.

Nous-mêmes trouvons : en 1906, $A = 2,55$; et en 1907, $A = 2,38$.

L'accord de ces nombres est bien curieux, étant donné l'origine si diverse des mesures qui leur servent de base, et pourrait presque autoriser à conclure que la valeur 2,4, leur moyenne, est probablement celle autour de laquelle oscille le nombre représentant la constante solaire.

On peut tirer de ces nombres la conclusion suivante :

1° La mesure de la constante solaire comprenant deux facteurs, la mesure absolue faite avec l'actinomètre, et l'absorption atmosphérique, et cette constante étant elle-même variable, la concordance de toutes ces mesures à 7,6 0/0 près permet d'affirmer qu'à cette approximation près, l'absorption atmosphérique est constante et qu'à cette même approximation près les actinomètres de Violle, de Crova et de Féry donnent la même valeur absolue;

2° Dans le cas où ces appareils, comparés directement, donneraient le même résultat, les écarts seraient très probablement entièrement dus à la variation de la constante solaire.

La loi exponentielle d'absorption d'un milieu homogène, exposée par Bouguer, en 1760, dans son *Traité d'optique sur la gradation de la lumière* (2), peut, comme on le sait, se démontrer rigoureusement

$\frac{0,834}{I}$

(1) Ou $A_w = I e^{0,834 z}$, I étant la mesure du rayonnement total exprimée en watts.

(2) Bouguer, dans son *Traité d'optique sur la gradation de la lumière*, ouvrage posthume publié en 1760 (p. 248), écrit : « Lorsque la lumière traverse diverses épaisseurs d'un même corps, il y a toujours même rapport de la différence des logarithmes de deux ordonnées ou quantité de lumière QB et RF à l'épaisseur BF qui est entre deux, que de la différence des logarithmes de toutes autres ordonnées, ou quantités de lumière, à l'épaisseur correspondante. »

Cet exposé se traduit algébriquement par

$$\text{Log } I_0 - \text{log } I = K l$$

si on emploie les notations que nous avons adoptées.

en partant de l'hypothèse que l'accroissement de l'absorption dans une épaisseur infiniment petite est proportionnel à l'intensité de la source.

Un sondage vertical de l'atmosphère, en ballon, où je crois possible d'utiliser le télescope pyréliométrique, donnerait certainement de précieuses indications sur les effets de l'absorption de l'atmosphère terrestre.

J'appellerai l'attention sur le vœu du Congrès de Meudon tendant à la création de stations où seraient comparés les divers appareils d'actinométrie. L'utilité d'une pareille station en France serait très grande; à condition qu'elle soit convenablement située, les courbes déduites des observations actinométriques ne pouvant être sérieusement comparées que lorsque les variations d'absorption atmosphériques sont suffisamment lentes.

On peut assez facilement concevoir la constitution générale du Soleil, surtout depuis les remarquables travaux de Hale, l'inventeur du spectrohélographe, qui, en trouvant le moyen de photographier l'aspect des couches successives de l'atmosphère solaire, nous a éclairé sur cette question plus que tous les travaux antérieurs ne l'avaient fait.

La couche la plus profonde que nous puissions voir est la photosphère, qui, isolée, donnerait au spectroscope un spectre continu. Elle a une structure granulaire, en grains de riz. Les recherches de Janssen avec son revolver photographique, puis celles plus récentes et plus complètes de Hasky avec un cinématographe, nous ont montré que ces grains de riz ont des mouvements rapides; ce sont vraisemblablement les sommets de colonnes fluides, montant de l'intérieur du Soleil vers la surface, et rétablissant l'équilibre de température de la photosphère, que le rayonnement refroidit.

Au-dessus de la photosphère est une première couche atmosphérique gazeuse, d'environ 500 kilomètres de hauteur, composée surtout de vapeurs métalliques, puis une autre couche, cinq fois plus élevée, composée de gaz, tels l'hélium et l'hydrogène; au-dessus est la couronne.

Les recherches de Hale ont montré que des régions inférieures de l'atmosphère solaire montent des colonnes gazeuses qui se détendent dans les régions supérieures; elles nous indiquent aussi que les taches sont des matériaux refroidis qui flottent dans la partie supé-

rière de l'atmosphère solaire et retombent sur la photosphère, vérifiant ainsi une hypothèse, assez ancienne déjà, de Lockyer, je crois.

Les mesures de W.-E. Wilson (1894) sur le rayonnement des taches, ont montré que ce rayonnement est indépendant de la position de la tache sur le globe solaire et, par suite, qu'il ne subit pas d'action de la part de l'atmosphère solaire.

Il a trouvé que le rapport entre le rayonnement d'une tache et celui de la photosphère au centre de l'image solaire est 0,336, ce qui donnerait pour la température des taches 4300°.

L'ensemble de tous les phénomènes observés sur la surface solaire me fait penser qu'on peut expliquer la formation d'une tache de la manière suivante :

Une énorme bulle de vapeurs, sortant de l'intérieur du Soleil, crève à la surface de la photosphère, soulève des matériaux provenant de celle-ci et les rejette parfois même jusqu'en dehors de l'atmosphère. En même temps cette bulle se détend, et il y a formation d'une protubérance éruptive.

Les matériaux ainsi rejetés, très divisés, et n'étant plus soumis à l'action absorbante de l'atmosphère, se refroidissent rapidement et retombent formant les taches; d'ailleurs, en retombant dans l'atmosphère, ils soulèvent les gaz qui la composent et produisent un cyclone.

Mais ces éruptions ne sont que des accidents solaires, et, d'une façon générale, l'atmosphère du Soleil est composée de colonnes gazeuses, alternativement montantes et descendantes, et dont l'ensemble tend vers une position d'équilibre. On conçoit que, dans ces conditions, le télescope pyrhéliométrique, qui mesure l'effet d'une assez grande surface de cette atmosphère, donne les moyens d'étudier son absorption moyenne.

Comme la photosphère est à une très haute température et qu'elle est entourée d'une enveloppe absorbante, elle doit se rapprocher beaucoup, au point de vue du rayonnement, d'un radiateur intégral et sa température réelle doit être peu différente, un milliers de degrés au plus, de celle de 6100° trouvée, qui, dans tous les cas, ne pourrait être qu'un minimum.

Deux méthodes de mesure du rayonnement solaire ont donc été employées simultanément, l'une conduisant à la température apparente du soleil par comparaison avec un four, l'autre prétendant mesurer la valeur absolue de l'énergie de ce rayonnement.

Dans l'application de la première méthode, les deux appareils s'accordent, et leurs résultats sont de l'ordre de ceux obtenus par Wilson et Gray en employant un dispositif comparable. D'autre part, l'actinomètre donne pour la constante solaire des valeurs qui s'accordent avec celles obtenues par Violle et par Hansky au mont Blanc et qui diffèrent également peu des nombres donnés par Scheiner (2,22 à 2,29) et par Abbot (2,4) en 1908. Mais $\pi\alpha$, qui devrait être d'après la théorie faite, le coefficient de la loi de Stefan (dit coefficient de Kurlbaum), calculé indirectement, se trouve avoir pour valeur 9,5, alors que Kurlbaum a trouvé 5,25 et Scheiner 4,78. Ce désaccord n'était pas admissible et m'a conduit à faire la discussion mathématique complète des résultats, expérimentaux.

Ces résultats montrent que la température t que prend le récepteur sous l'action d'un rayonnement d'intensité Q watts est $Q = Mt$, M étant une constante, et que la quantité W de watts nécessaire pour maintenir à la température t le même récepteur en équilibre thermique est de la forme :

$$W = bt - \frac{c}{d + \frac{p}{t}}$$

Le principe sur lequel reposent les actinomètres jusqu'à présent employés, exige que $Q = W$ quel que soit t , ce qui est mathématiquement impossible.

Les actinomètres actuels ont donc un récepteur non réversible et ne donnent pas la valeur absolue de la constante solaire, telle qu'on la définit physiquement.

LE PHÉNOMÈNE DE HALL DANS LES LIQUIDES ⁽¹⁾;

Par M. G. DELVALEZ.

Le phénomène de Hall est le suivant : lorsqu'un flux électrique est coupé par un champ magnétique, celui-ci y crée une force élec-

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 18 décembre 1908.

tromotrice dirigée à gauche du bonhomme d'Ampère. Le flux électrique tourne donc sous l'action du champ. L'angle dont il tourne dans un champ d'un gauss est appelé le coefficient de rotation de Hall.

Ce phénomène fut vainement cherché par Roiti dans les liquides en 1883. En 1896, Bagard trouva au contraire qu'il existe à un haut degré dans les électrolytes : la déviation des lignes de flux dans le cas d'une solution de SO^4Cu à 1/8 de molécule-gramme par litre traversé par un courant de $0^{\text{amp}},0375$, est de $12'$ dans un champ de 962 gauss. Cela donne au coefficient de rotation de Hall la valeur $3,5 \times 10^{-6}$.

A. — ÉTUDE ÉLECTROCHIMIQUE DU PHÉNOMÈNE (1).

A la suite des expériences de Bagard, j'eus l'idée d'utiliser, pour montrer ce phénomène, les propriétés des figures de Nobili. On sait que ces figures sont formées de lignes d'égale densité de courant. Si on les produit par suite dans un champ magnétique normal aux lignes de flux, le champ, faisant tourner celle-ci, modifiera leur forme.

Le phénomène est bien petit, il est vrai ; mais, pour un mélange d'acétate de cuivre et d'acétate de plomb contenant 10 et 20 grammes de ces substances par litre, mélange employé pour produire les figures, une variation de densité de courant de 0,0016 à 0,0018 donne à la cathode une succession de quatre dépôts métalliques dont les couleurs sont nettement distinctes. On aura donc chance de trouver une déformation des lignes dans la région où cette densité optimum est réalisée.

Formes de flux utilisées. — Les formes suivantes ont été choisies à cause de leur simplicité :

1° Flux uniforme entre électrodes de laiton parallèles. La densité du courant est voisine de 0,0016. En l'absence de champ, on a le même dépôt sur toute l'électrode ;

2° Flux entre électrodes de laiton verticales formant un dièdre de 90° . Les arêtes voisines sont distantes de 2 millimètres et très bien dressées. Le courant extérieur a une intensité de $0^{\text{amp}},11$ à $0^{\text{amp}},12$.

(1) Expériences faites au laboratoire de l'Institut de physique de Lille en septembre 1903.

Cette intensité est suffisante pour que la densité optimum soit réalisée. Les dépôts, sans le champ magnétique forment des bandes verticales ;

3° Flux entre une pointe et une large lame de laiton. Intensité du courant : $\frac{6}{100}, \frac{8}{100}$ d'ampère. La figure de Nobili est alors formée de cercles concentriques ;

4° Flux entre deux pointes verticales distantes de 1 centimètre, une lame horizontale de laiton (5×10 centimètres) formant électrode parasite ; distance des extrémités des pointes à la lame : $1/2$ millimètre ; même intensité de courant que précédemment. La figure de Nobili, en l'absence de champ, est formée de cercles non concentriques.

Dans les deux premiers cas, les électrodes étaient contenues dans une boîte de bois paraffiné de 5 centimètres de largeur, et le mélange d'acétate montait à $4^{\text{cm}},5$ de hauteur. Dans les deux autres, la lame de laiton horizontale était entourée d'un rebord de paraffine. Le ou les fils utilisés étaient, pour éviter tout déplacement sous l'action du champ, immobilisés dans une monture de bois jusqu'à quelques millimètres de leur extrémité.

Le champ magnétique était fourni par un électro-aimant de du Bois. La portion uniforme utilisée était un cylindre horizontal de 8 centimètres de diamètre. Pour un entrefer de $5^{\text{cm}},3$, suffisant pour loger la cuve ou les lames, son intensité pouvait valoir 4 050 gauss. Dans le premier cas, ce flux était normal au courant ; dans le deuxième, il était dirigé suivant le plan bissecteur du dièdre des électrodes ; dans le troisième et le quatrième, il était parallèle à la lame de laiton.

Expérience et résultats. — Le courant électrique est d'abord lancé dans l'électro, puis on ferme le circuit de la cuve. Après deux ou trois minutes, on supprime le champ, puis le courant. Les lames sont alors sorties, lavées, puis séchées. On constate dans tous les cas, sauf le premier, la production de courants liquides dont la direction est facile à prévoir d'après la loi de Laplace. Ces courants existent toujours, même quand les anneaux de Nobili se sont fixés⁽¹⁾.

Dans le premier cas, on n'observe sur les lames aucune modification, les dépôts sont uniformes dans toute leur étendue. Dans les autres, il n'en est pas ainsi. Les dépôts de minium ne subissent pas

(1) Cela montre bien que ces travaux sont dus à une électrolyse continue.

d'altération, mais les dépôts métalliques sont considérablement modifiés, comme on pourra s'en convaincre par l'inspection des *fig. 1, 2 et 3* :

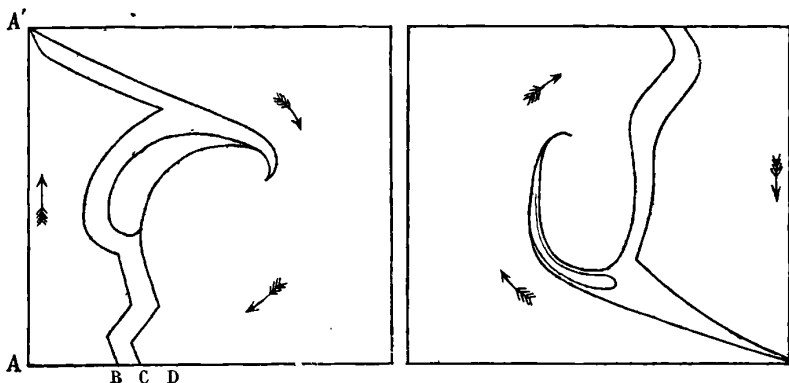


FIG. 1.

FIG. 2.

AA', arête du dièdre; AB, noir; BC, cuivre sombre; CD, bleu indigo. La flèche indique le courant liquide.

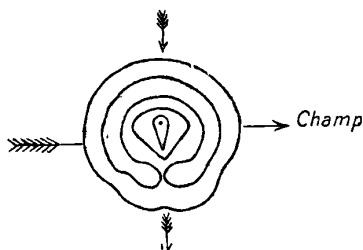


FIG. 3. — La petite flèche indique comme pour (1) et (2) le sens du courant liquide.

Un détail intéressant : Si on recommence la première expérience (flux électrique uniforme de densité 0,0016), après avoir tiré la cuve de façon qu'elle soit juste hors de l'entrefer, les dépôts cathodiques non modifiés tout à l'heure le sont maintenant et des courants liquides se produisent dans la cuve. Les *fig. 4 et 5* représentent ces modifications.

Causes des phénomènes. — La grandeur considérable des déformations des dépôts métalliques seuls et le dernier détail observé font soupçonner que les phénomènes ne sont pas uniquement dus à l'effet Hall et que le mouvement du liquide doit entrer en ligne de compte.

Ce mouvement a une double influence :

1° Les filets liquides balayent le flux magnétique. Leur mouvement produit par suite une force électromotrice d'induction;

2° Lorsqu'on effectue l'électrolyse d'un mélange de deux sels, les produits cathodiques sont modifiés quand le liquide électrolysé se meut.

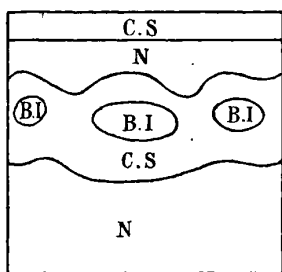


FIG. 4.

N, noir; C.S, cuivre sombre; B.I, bleu indigo. Cathode sur le bord de l'entrefer anode à 4 centimètres en avant.

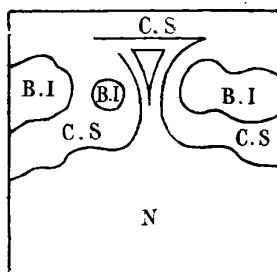


FIG. 5.

Disposition inverse de la précédente.

On conçoit pour quelle raison, si on se rappelle que l'électrolyse du mélange d'acétates utilisé donne d'abord du cuivre, puis du cuivre mélangé de plomb, avant de donner le dépôt définitif caractéristique de la densité du courant. Il y a donc là, au début de l'électrolyse, une période de perturbation pendant laquelle les concentrations contre la cathode en sel de Cu et en sel de Pb varient, pour être ensuite régularisées par la diffusion. Si cette diffusion est remplacée par un brassage amenant constamment sur l'électrode du liquide neuf, l'état initial tendra à se prolonger indéfiniment, et les dépôts différents du cuivre, au lieu de recouvrir celui-ci, prendront naissance plus loin dans le sens du courant liquide. Il n'en sera pas de même pour les dépôts d'oxyde formés à la sortie du courant, puisque les deux anions sont identiques.

L'expérience montre qu'il en est bien ainsi. Si, entre des lames de laiton parallèles, on produit un tourbillon du mélange de Nobili, après avoir réalisé la densité de courant optimum, on observe une déformation du produit ordinaire de l'électrolyse (fig. 6).

Le même fait se produit lorsque, le long de l'arête du dièdre constitué par deux lames de laiton à peu près normales, on fait couler un courant continu de liquide neuf.

La *fig. 7*, qui représente ce que l'on obtient alors sur la cathode est à rapprocher de la *fig. 2*. Les dépôts d'oxydes restent ce qu'ils étaient.

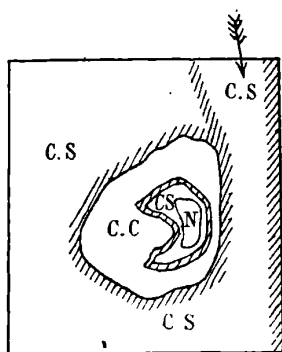


FIG. 6.

N, noir; C.S, cuivre sombre; C. C, cuivre clair. La hachure représente du bleu indigo.

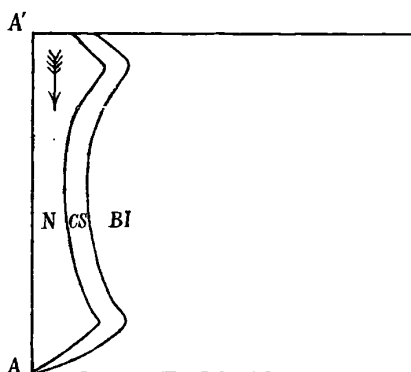


FIG. 7.

N, noir; CS, cuivre sombre; BI, bleu indigo.

L'importance du mouvement du liquide dans les causes des altérations observées est donc certaine. Reste à voir ce qui est dû au phénomène de Hall.

Pour y parvenir, il faut immobiliser le liquide et reprendre les expériences précédentes.

J'ai d'abord répété la deuxième, avec le mélange d'acétates épaissi par 4^{gr},5 de colle de poisson dissous dans 150 centimètres cubes du liquide.

Ce mélange rendu fluide par la chaleur est utilisé immédiatement, après vingt minutes, après vingt-quatre heures. Dans les deux premiers cas, il est visqueux, mais des courants liquides lents s'y produisent encore. Dans le dernier cas, la solution est prise. Le champ valait 4 050 gauss, le courant 0^{amp},1 au début, 0,08 après les quelques minutes que dure l'expérience. Voici les résultats de celle-ci (*fig. 8 et 9*).

Il reste donc finalement quelque chose. Est-ce dû à l'effet Hall? Ce quelque chose *persiste lorsqu'on supprime le champ*; de plus, si entre des électrodes parallèles on laisse se prendre le mélange d'acétates, les dépôts obtenus au milieu de la cathode correspondent à une densité de courant plus grande que ceux du pourtour. Le bloc semble

donc hétérogène, et en effet, d'après M. Ramsden (1), le colloïde s'accumule à la surface. La conclusion ne peut donc être positive.

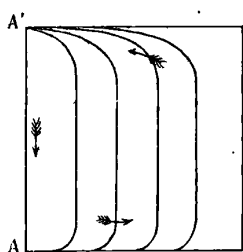


FIG. 8.

Solution encore fluide.

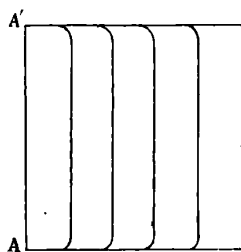


FIG. 9.

Solution prise.

On arrive au même résultat en répétant les troisième et quatrième expériences après avoir immobilisé le liquide par une feuille de papier à filtre. Le courant valait alors au début $1/200$ d'ampère, puis croissait rapidement. Un champ de 4 050 gauss ne produit rien. On peut s'assurer qu'en l'absence de papier à filtre un courant de $1/200$ d'ampère est suffisant pour obtenir les figures déformées.

On peut donc conclure :

Lorsqu'on produit des figurés de Nobili dans un champ magnétique, elles sont modifiées chaque fois que l'électrolyte se meut. Mais ce mouvement est la seule cause du changement observé ; le phénomène de Hall ne peut être décelé comme cela.

B. — CRITIQUE EXPÉRIMENTALE DES EXPÉRIENCES DE M. BAGARD.

1° La discussion précédente conduit à soupçonner d'inexactitude les expériences de Bagard. D'après ce physicien, en effet, il se produit dans le cours de ses expériences des courants liquides, et il est aisé de voir que leur existence doit créer un phénomène apparent de Hall, par suite de ce fait que leur mouvement n'est pas uniforme et s'accomplit dans un champ.

Pour conclure quelque chose de mesures de ce genre, il faudrait empêcher tout mouvement du liquide et prendre pour cela un flux électrique uniforme placé tout entier dans un champ magnétique uni-

(1) *Proc. Roy. Society*, t. LXXII ; année 1903.

forme normal. C'est ce que j'ai fait⁽¹⁾. Un fil parasite fixe émerge entre les électrodes à travers le fond d'une petite cuve de bois paraffinée. Un autre fil, solidaire d'un palmer au 1/100 de millimètre, affleure le haut du liquide. L'équilibre électrique est réalisé entre ces deux fils en l'absence du champ, puis le champ est créé et l'équilibre est rétabli par une rotation convenable du palmer. L'instrument de zéro traduit nettement un déplacement de 1/100 de millimètre du fil mobile, et comme le liquide employé, une solution de SO^4Cu à 100 grammes par litre, a 4 centimètres d'épaisseur, on voit que les déplacements de l'équipotentielle passant par l'électrode du fond seront mesurés à moins d'une minute près.

On constate ainsi dans une première série d'expériences des rotations petites, conformes au sens prévu. Par exemple, avec $I = 0^{\text{amp}}, 25$, $\mathcal{H} = 2\ 600$ gauss : $\alpha = 2'$.

La cuve démontée, puis reconstruite avec soin, fournit ensuite des résultats de *sens opposé* ; ainsi avec $I = 0^{\text{amp}}, 25$, $\mathcal{H} = 4\ 050$ gauss : $\alpha = -1'3/4$.

Mais si, dans ce dernier cas, on tire la cuve en avant du champ uniforme, il s'y produit des courants liquides identiques à ceux observés dans l'expérience de Bagard, et les rotations changent de sens, et croissent ($+4'1/2$), bien que le champ ait diminué. La cuve remise dans l'entrefer, on observe de nouveau la déviation $\alpha = -1'3/4$, et on peut ainsi à volonté créer le phénomène apparent de Hall dont il a été parlé.

Quant à la différence de sens des résultats observés quand la cuve est tout entière dans le champ uniforme, elle tient à ce qu'il est impossible de rendre les électrodes rigoureusement parallèles. Un courant liquide lent dont le sens peut changer avec le défaut de parallélisme est donc possible ; de là des déviations petites toujours, mais dont les sens peuvent être opposés.

2° Bagard a ajouté à ses mesures directes d'autres mesures basées sur l'accroissement de résistance que subit un anneau d'électrolyte horizontal placé dans un champ magnétique vertical. Dans un champ de 5 000 gauss, la résistance de l'anneau croît de 0,0094 de sa valeur, quand la force électromagnétique est centripète et de 0,014 quand elle est centrifuge.

Mais là aussi il y a une cause d'erreur systématique, car, si l'on

(1) Expériences faites à Lille (septembre 1904).

figure une section de la cuve par un plan vertical passant par la force électromagnétique, on voit que la pression dans un plan horizontal doit croître depuis le point où entre la force jusqu'à celui où elle sort et, par suite, la surface est entraînée, la section change et on ne peut rien conclure des mesures.

Pour éviter cela, on peut fermer la cuve après l'avoir remplie complètement ou opérer dans un champ horizontal avec une cuve rectangulaire. La force électromagnétique étant alors verticale, la surface n'est pas modifiée. Or, dans ces deux cas, une méthode de mesure qui décèlerait une variation de résistance du millième de sa valeur ne donne *aucun résultat*.

C. — MÉTHODE BASÉE SUR L'EMPLOI DES COURANTS ALTERNATIFS (1).

Pour tâcher d'élucider cette question, j'ai employé une autre méthode basée sur l'emploi des courants alternatifs de haut voltage. Les courants liquides seront alors impossibles. L'entrefer est, de plus, réduit autant qu'on le peut et le champ peut valoir 12 000 gauss. La solution employée est étendue puisque, d'après Bagard, le coefficient de Hall, est alors le plus grand. Toutes les chances de succès seront ainsi rassemblées.

La cuve électrolytique, limitée par des lames de verre, fermée en en bas par un petit morceau de bois paraffiné, a 6^{cm},5 de haut, 3^{cm},3 de long et 3 millimètres d'épaisseur. Elle renferme, sur une hauteur de 6 centimètres, une solution de SO⁴Cu contenant 1 gramme de sel pour 100 grammes d'eau. Sa résistance est alors 190 ohms.

Cette cuve est placée dans le secondaire d'une bobine dont le primaire contient deux accumulateurs en série.

A travers le fond de bois passe un fil fin de cuivre qui émerge juste dans la cuve; en regard est disposé un gros fil de cuivre dont le bout taillé en pointe aiguë touche la surface du liquide. Ce gros fil est soutenu par une monture de bois solide. Un appareil sensible aux courants alternatifs se trouve dans le circuit de ces deux fils.

Le principe de la méthode est le suivant :

L'équilibre électrique étant réalisé dans le circuit des électrodes parasites, le champ est créé, et on observe l'effet dû à la tension α créée par le phénomène de Hall. Si h désigne la distance verticale

(1) Expériences faites à Lille en septembre 1905.

des extrémités des fils parasites, $\frac{\alpha}{h}$ est le gradient potentiel de l'effet Hall. Appelons l la distance horizontale des électrodes fixes, e le voltage entre ces électrodes, $\frac{e}{l}$ est le gradient du courant et par suite :

$$\frac{\alpha}{h} : \frac{e}{l} = K\mathcal{C},$$

K étant le coefficient cherché.

Essayons ensuite de reproduire la même tension α aux extrémités d'une résistance ρ , sans self-induction prise dans le même circuit que la cuve ; α est par suite lié à e par la relation :

$$\frac{\alpha}{e} = \frac{\rho}{r},$$

en appelant r la résistance de la cuve.

De la combinaison des deux relations il résulte la valeur de K :

$$K = \frac{\rho}{r} \cdot \frac{l}{h} \cdot \frac{1}{\mathcal{C}}.$$

L'instrument de mesure est un téléphone Ader installé le plus loin possible de l'électro, dans le plan vertical de l'axe des bobines, là où le champ est horizontal. Ce champ valait environ 1 gauss quand il atteignait 12 000 gauss dans l'entrefer. Par mesure de précaution, la plaque du téléphone placée horizontalement est entourée d'un anneau de garde en fer la soustrayant tout à fait à l'influence de l'électro. Le téléphone repose à demeure sur des supports en caoutchouc qui amortissent les bruits transmis par le sol.

La bobine est installée dans une pièce voisine, et les circuits du secondaire et du téléphone sont disposés de telle sorte que leur action mutuelle soit nulle.

On a de même grand soin de bien fixer les électrodes de la cuve que le champ tend à déplacer. C'est pour la même raison que le fil parasite mobile est rigide et soutenu par un support robuste.

Résultat. — Lorsque les précautions précédentes ne sont pas minutieusement prises, on entend nettement le téléphone, quand on crée le champ. Mais le résultat constant fut négatif quand toutes les causes d'erreur furent trouvées et annulées.

On peut cependant, en cherchant la valeur minimum de ρ , néces-

saire pour actionner le téléphone, trouver une grandeur numérique à laquelle le coefficient K est sûrement inférieur. On trouve ainsi :

$$K < 5 \times 10^{-9},$$

et c'est là tout ce que l'expérience peut dire.

La théorie des ions ⁽¹⁾ indique d'ailleurs que la véritable valeur de K dans les liquides est environ 3 000 fois plus petite que la limite précédente.

Cela peut donner une idée des difficultés considérables que l'on rencontrera pour mettre correctement ce phénomène en évidence.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXV, n° 1; 1908.

M. WIEN. — Ueber die Verstimmung gekoppelter Systeme
(Désaccord des systèmes couplés). — P. 7-31.

Les systèmes couplés, employés en télégraphie sans fil, sont en général réglés de manière que le primaire et le secondaire sont en résonance. On pense en effet obtenir ainsi le maximum d'effet.

La théorie, confirmée par l'expérience, montre qu'un léger désaccord augmente la puissance du transmetteur.

L'explication est la suivante.

Le système couplé émet deux ondes, et l'amortissement de la moins amortie de ces deux ondes passe par un maximum quand il y a résonance : le désaccord diminue donc cet amortissement, qu'il porte d'ailleurs sur l'une ou l'autre de ces deux ondes. Toutefois l'augmentation d'effet (mesuré par l'intensité du courant reçu) est moindre que ne le prévoit la théorie (30 0/0 au plus). Cette divergence tient au rôle mal connu de l'étincelle.

(1) Voir, dans *The philosophical Magazine and Journal of Science* de novembre 1898, un article de M. Donnan sur ce sujet :

$$K = \frac{1}{2}(V - U),$$

V et U étant les mobilités des ions des deux signes.

E. KLUPATHY. — Die magnetische Wirkung der Kathodenstrahlen
(Action magnétique des rayons cathodiques). — P. 31-47.

Les rayons cathodiques exercent, sur une aiguille aimantée, une action magnétique de même sens que celle d'un courant d'électricité négative suivant la même direction que les rayons.

A. HEYDWEILLER. — Dämpfung und Widerstand in Kondensatorfunken
(Amortissement et résistance de l'étincelle de décharge d'un condensateur).
— P. 47-62.

L'expression de « résistance de l'étincelle » est employée dans des sens très différents. Suivant les auteurs, cette résistance est mesurée soit par la quantité de chaleur dégagée, soit par l'amortissement qu'elle produit, soit par le rapport de la force électromotrice l'intensité. Aucune de ces définitions ne donne d'ailleurs une valeur constante, indépendante de l'intensité et de la résistance des autres parties du circuit, comme pour les conducteurs métalliques ou électrolytiques.

D'après les mesures faites jusqu'ici, on a :

$$vidt = aidt + bdt,$$

le terme correspondant à la chaleur de Joule étant presque toujours négligeable vis-à-vis des deux autres.

Dans les décharges oscillantes, c'est le terme a qui est prépondérant; dans les décharges à travers des circuits très résistants, c'est le terme b .

G.-A. SCHOTT. — Ueber den Einfluss von Unstetigkeiten bei der Bewegungen von Elektronen (Influence des discontinuités dans les mouvements des électrons). — P. 63-91.

Les conclusions de cette étude mathématique sont que :

Les expressions ordinaires des masses se déduisent d'une manière tout à fait générale de la théorie de Lorentz.

L'expression ordinaire de la pression de radiation est exacte, tant qu'on ne considère pas de vitesse supérieure à la vitesse de propagation de la lumière.

Toute variation brusque de l'accélération de l'électron ou de la courbure de sa trajectoire entraîne une variation de la pression de radiation, qu'on peut calculer si on connaît l'histoire antérieure de l'électron.

Des discontinuités d'ordre supérieur, provenant par exemple d'une torsion de la trajectoire, ne provoquent aucune variation des masses ni de la pression de radiation, mais influent seulement sur les termes d'ordre supérieur.

G. ATHANASIADIS. — Das Verhältniss der Beleuchtung zum Leitungsvermögen des Selens (Relation entre l'éclairement du sélénium et sa conductibilité). — P. 92-98.

En désignant par i l'intensité d'éclairement, par k la conductibilité du sélénium ($k = \frac{10^3}{R}$), a et b des constantes :

$$i = k(k - a) b.$$

Le sélénium reprend sa conductibilité primitive au bout de cinquante à soixante heures, suivant la durée de l'exposition à la lumière.

W. v. IGNATOWSKI. — Diffraktion und Reflexion, abgeleitet aus den Maxwell'schen Gleichungen (Diffraction et réflexion d'après les équations de Maxwell). — P. 99-118.

P. RIEBESELL. — Ueber die Theorie des Gleichstromgenerators (Théorie des générateurs de courant continu). — P. 135-151.

H.-A. BUMSTEAD. — Bemerkung zu der Abhandlung des Hrn. Angerer: « Ursprung der Wärmeentwicklung bei Absorption von Röntgenstrahlen » (Remarque sur le mémoire de M. Angerer: « Origine de la chaleur dégagée par l'absorption des rayons de Röntgen »). — P. 152-155.

L'auteur reconnaît que les différences d'échauffement observées par lui dans l'absorption des rayons de Röntgen par le plomb et le zinc provenaient de ce que le zinc rayonne plus rapidement que le plomb, toutes choses égales d'ailleurs.

E. KOHL. — Ueber die Entropiefunktion beim Umsatz von chemischer und elektrischer Energie (Entropie dans la transformation de l'énergie chimique en énergie électrique). — P. 155-175.

Dans les circonstances ordinaires, la dissolution d'un métal dans

un liquide est un phénomène irréversible. Mais il devient réversible, au moins en théorie, si la dissolution peut produire un courant électrique.

L'état du système est défini en général par le volume, la température et une troisième variable, pour laquelle on peut prendre la masse de métal entrée en dissolution. Mais, dès que la transformation est réversible, cette dernière est fonction du volume et de la température, qui restent les deux seules variables indépendantes.

Si v est l'énergie interne dont la forme est supposée connue, n_i le nombre de molécules qui compteraient tous les constituants supposés amenés à l'état gazeux, l'entropie a pour expression :

$$S = \int \frac{U}{T^2} dT + \frac{U}{T} + R \sum n_i \log V + C^{te}.$$

Dans le phénomène électrique, on choisira, par exemple, comme variables indépendantes, la température T , l'intensité du courant I ; la pression p n'a aucune influence sur la réversibilité. L'entropie a une expression de même forme que la précédente :

$$S = \int \frac{U}{T^2} dT + \frac{U}{T} + R \log \frac{(I_a + I)^{v_1}}{(I_b + I)^{v_2}} + C^{te}.$$

I_a, I_b sont définis de la manière suivante: si c_1 et c_2 sont les concentrations du métal dans la dissolution et du cation libéré à l'électrode, v_1, v_2 les coefficients de la transformation, I_0 la valeur maximum de I , atteinte quand tout le métal est dissous;

$$\begin{aligned} v_1 \log I_a - v_2 \log I_b &= 0, \\ v_1 \log (I_a + I_0) - v_2 \log (I_b + I_0) &= v_1 \log c_1 - v_2 \log c_2. \end{aligned}$$

J. LAUB. — Zur Optik der bewegten Körper
(Optique des corps en mouvement). — P. 175-184.

N° 2.

CHR. JENSEN. — Bemerkungen zu meiner Arbeit über Münzdurchdringungsbilder (Remarques à mon mémoire sur les radiographies des pièces de monnaie). — P. 185-204.

Les phénomènes d'inversion constatés dans ces radiographies s'expliquent par l'effet des rayons secondaires, émis soit par le verre des plaques, soit par le support.

M. v. SMOCHULOWSKI. — Molekular-kinetische Theorie der Opalescenz von Gasen im kritischen Zustande, sowie einiger verwandter Erscheinungen (Théorie cinétique de l'opalescence des gaz dans l'état critique et de quelques phénomènes connexes). — P. 205-226.

Le thermodynamique considère comme « état normal » celui dont la probabilité est la plus grande. Mais ce critérium ne s'applique qu'à un état « moyen » aussi bien dans le temps que dans l'espace. Prenons comme exemple la densité d'une masse gazeuse. Les conditions thermodynamiques, basées sur la probabilité, lui assignent une certaine valeur moyenne. Mais cela n'exclut pas la possibilité que la densité soit plus grande en certains points, plus petite en d'autres, la moyenne restant la même.

A l'aide du théorème de Boltzmann, on peut calculer la probabilité des écarts locaux de grandeur donnée. On est conduit à cette conclusion qu'au voisinage des conditions critiques, la probabilité des condensations ou raréfactions locales devient extrêmement grande. Le milieu peut donc présenter une structure « granulée » en quelque sorte ; et cette granulation expliquerait l'opalescence observée sur les gaz au voisinage de l'état critique.

Des considérations analogues seraient applicables à l'opalescence qui se manifeste dans les mélanges de liquides imparfaitement miscibles, quand on approche de la concentration critique.

K. DÖRLING. — Messung der Geschwindigkeit des Schalles in Flüssigkeiten und des Verhältnisses der beiden spezifischen Wärmen des Aethers mit Hilfe Kundts-Staubfiguren (Mesure de la vitesse du son dans les liquides et du rapport des deux chaleurs spécifiques de l'éther au moyen des figures de Kundt). — P. 227-250.

La vitesse du son dans l'eau augmente quand la température s'élève, tandis que dans les autres liquides elle diminue.

Dans les liquides qui contiennent en dissolution des gaz ou des solides, la vitesse du son croît avec la concentration.

Dans les tubes pleins de liquide, la vitesse du son augmente quand on diminue le rayon, l'épaisseur des parois restant invariable, et quand on augmente l'épaisseur, le rayon restant invariable.

Le retard à la propagation du son dans les tubes résulte de l'élasticité du liquide et du tube : la conduction calorifique et la viscosité ne jouent qu'un rôle tout à fait secondaire.

Les vibrations de la colonne liquide se communiquent au tube, ce qui oblige, dans les expériences par la méthode de Kundt, à rendre égales autant que possible la fréquence des vibrations propres de ces deux systèmes. Les harmoniques s'inscrivent d'une manière très apparente, contrairement à ce qui se passe dans les gaz.

Pour l'éther,

$$c_p : c_v = 1,376.$$

G. Mc. PHAIL SMITH. — Bemerkungen zu der Arbeit von Max von Wogau: Die Diffusion von Metallen in Quecksilber (Remarques sur le travail de M. von Wogau, intitulé : Diffusion des métaux dans le mercure). — P. 252-257.

La vitesse de diffusion divisée par le poids atomique donne un quotient qui a sensiblement la même valeur pour certains éléments qui se correspondent dans la classification périodique (K, Ca — Rb, Sr — Cs, Ba — Cd, Sn). Mais cette règle n'est pas générale : ainsi Au, Tl, Pb font exception.

G. JAFFÉ. — Ueber die Ionisation flüssiger Dielektrika durch Radiumstrahlen (Ionisation des isolants solides par les rayons du radium). — P. 257-285.

Cette ionisation est mesurée par le courant que provoquent les rayons du radium entre les armatures d'un condensateur séparées par l'isolant. Il faut que la conductibilité du liquide soit inférieure à 10^{-11} , ce qui n'a pu être réalisé que pour quatre substances, l'éther de pétrole, le tétrachlorure de carbone, le sulfure de carbone et le benzène.

L'intensité du courant peut être représentée en fonction de la différence de potentiel par une somme de deux termes :

$$i = f(e) + c \cdot e,$$

dont le premier reste constant, quand le champ a atteint une valeur comprise entre 500 et 1000 $\frac{\text{volts}}{\text{cm}}$. Dans les champs plus intenses on a simplement :

$$i = a + c \cdot e,$$

où a et c sont des constantes.

La constante a dépend de l'écartement d des armatures à peu près

suivant une fonction linéaire :

$$a = q \cdot d + q'.$$

q représente l'ionisation dans un cylindre dont la section est 1 centimètre carré et la hauteur 1 centimètre (d en centimètres). Si on veut rapporter l'ionisation à l'unité de masse, il faut encore diviser q par δ , et on obtient en définitive :

$$i = k [d \cdot \delta + (d\delta + s) re + s],$$

où r et s sont des constantes, r étant égal à $\frac{c}{a}$.

Le courant provoqué par les rayons du radium est donc la somme de trois composantes : les deux premières provenant de l'ionisation par les rayons primaires et par les rayons secondaires, qui atteignent la saturation pour une valeur convenable du champ, et une troisième obéissant à la loi d'Ohm, proportionnelle toutefois au nombre des ions.

L'absorption des rayons par le liquide est proportionnelle à sa densité ; par conséquent, le coefficient k se trouve rapporté aussi à une absorption égale.

Le coefficient a augmente avec la température. Cette variation peut s'expliquer en admettant que le courant est produit par des ions de deux espèces : les uns provenant directement de l'influence du rayonnement, les autres de causes secondaires. Si ces derniers sont de nature électrolytique, leur nombre et leur mobilité doivent augmenter avec la température.

FR. DEININGER. — Ueber den Austritt negativer Ionen aus einigen glühenden Metallen und aus glühenden Calciumoxyd (Emission d'ions négatifs par quelques métaux et par la chaux incandescents). — P. 285-309.

Le platine, le charbon, le tantale, le nickel, portés à l'incandescence, émettent des ions négatifs, que leur surface soit nue ou recouverte de chaux.

La variation de l'intensité du courant avec la force électromotrice a la même allure générale dans tous les cas. On obtient une saturation du courant très marquée ; la plus faible force électromotrice pour laquelle se produit cette saturation est de 20-25 volts.

La relation de Richardson entre la température et l'intensité du courant de saturation se vérifie dans toutes les expériences.

La quantité d'ions émise par le métal nu dépend de la nature de ce métal; mais ces différences disparaissent quand la surface est recouverte de chaux: l'émission est d'ailleurs beaucoup plus grande dans ce dernier cas. C'est la chaux seule qui émet ces ions, et elle n'agit pas en modifiant l'émission du métal sous-jacent.

Lorsque le métal est nu, l'émission des ions négatifs peut être grandement modifiée par les impuretés de la surface.

B.-E. MOORE. — Ueber die Zerlegung der Spektrallinien von Barium, Yttrium, Zirkon und Osmium im magnetischen Felde (Division des lignes spectrales du baryum, de l'yttria, du zirconium et de l'osmium dans le champ magnétique). — P. 309-345.

Les spectres de ces métaux présentent, à côté de types de décomposition déjà connus, des types nouveaux. Ces types ont ce caractère particulier de ne pas se répéter dans la région du spectre étudiée (jusqu'à $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ environ).

E. CUNO. — Ueber Lösungen in Gemischen von Alkohol und Wasser (Dissolutions dans les mélanges d'alcool et d'eau). — P. 346-376.

Il existe pour le carbonate de potassium, le sulfate de manganèse et le sulfate d'ammonium, une série de dissolutions saturées qui sont deux à deux en équilibre.

La température n'influe pas beaucoup sur la séparation des couches, ni sur la composition de ces couches.

En désignant par E la quantité d'eau contenue, S la quantité de sel dissoute, A le volume de l'alcool, dans l'unité de volume, les expressions

$$\frac{E}{\sqrt[3]{S}} \text{ (Bodländer)}$$

et

$$\frac{(S + A)E}{S + A + E} \text{ (Herz et Knoch)}$$

sont sensiblement constantes pour les concentrations moyennes.

G. MIE. — Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloïdaler Metallösungen (Contribution à l'optique des milieux troubles, en particulier des dissolutions colloïdales des métaux). — P. 377-446.

La théorie est faite en partant des équations de Maxwell et en supposant que les particules métalliques ont la forme sphérique. On admet de plus que le trouble mesuré optiquement est infiniment petit.

La lumière émise par les particules peut être représentée par une série d'ondes partielles, se divisant en deux groupes qui correspondent l'un aux vibrations électriques, l'autre aux vibrations magnétiques de la particule. Même quand les particules sont relativement grosses, il suffit de considérer un nombre fini de termes jusqu'à la v^{e} vibration électrique et la $(v - 1)^{\text{e}}$ vibration magnétique qui lui correspond.

Dans les dissolutions colloïdales à très fines particules, la première vibration électrique seule a une intensité appréciable. Lorsque les particules sont un peu plus grosses, il faut tenir compte de la seconde vibration électrique et de la première vibration magnétique.

On ne peut supposer que les particules sont infiniment conductrices. Il résulterait en effet de cette hypothèse que la v^{e} vibration magnétique est associée à la v^{e} vibration électrique ; le maximum de polarisation correspondrait, d'après la règle de Thomson, à un azimut de 120° , ce qui est contraire à l'expérience.

Lorsque la solution trouble est traversée par la lumière naturelle, la lumière diffusée est polarisée, soit en totalité, soit en partie, mais jamais elliptique.

Tant que la dimension des particules ne dépasse pas $100 \mu\mu$, la lumière diffusée latéralement se compose uniquement du rayonnement de Rayleigh, dont le maximum de polarisation est dans l'azimut de 90° et égal à 100 0/0. Si les dimensions des particules augmentent, la proportion de lumière à 90° non polarisée augmente rapidement et l'azimut de polarisation maximum s'écarte, atteignant 110° pour $160 \mu\mu$ et 120° pour $180 \mu\mu$.

En même temps les interférences entre les ondes partielles détruisent la symétrie initiale du rayonnement de Rayleigh ; la plus

grande partie de la lumière diffusée se déplace du côté où la lumière incidente poursuit son chemin. A cet égard elle se comporte à l'inverse de la lumière qui serait réfléchiée par les sphérules fictives supposées infiniment conductrices. Les grosses sphérules d'or, qui produisent cette polarisation anormale, diffusent des rayons jaune rougeâtre et colorent la dissolution en bleu. Il ne peut exister de particules rougeoyantes, qui possèdent les mêmes propriétés.

A concentration invariable, le rayonnement diffusé des émulsions très fines est proportionnel au volume d'une particule. Dans les émulsions plus grossières, il croît plus lentement avec les dimensions de ces particules et atteint un maximum dont la position dépend de la longueur d'onde.

La couleur de la lumière diffusée est le bleu violet conformément à la loi de Rayleigh, si les sphérules sont parfaitement conductrices ou parfaitement blanches, et très petites. Des sphérules plus grosses diffuseraient une lumière presque blanche, avec une légère coloration dont la nuance dépend de leur grosseur.

La résonance optique ne peut expliquer les vives colorations des dissolutions colloïdales.

Le rayonnement diffus des particules d'or est en général beaucoup plus intense que celui de particules conductrices; de plus, à l'état d'extrême division, il se produit un maximum très marqué dans le jaune vert.

Un trouble infiniment petit dû à des particules d'or provoque déjà une absorption notable, ce que ne feraient pas des particules parfaitement conductrices. Cette absorption ne dépend que de la concentration et non des dimensions des particules.

En général, l'absorption par les dissolutions colloïdales d'or dépend du pouvoir absorbant et du pouvoir réfléchissant de l'or métallique. Les dissolutions dans lesquelles l'absorption proprement dite l'emporte sur la diffusion, présentent le maximum d'absorption de l'or, situé dans le vert et sont colorées en rouge rubis. Celles qui diffusent fortement paraissent bleues par transparence, parce que l'or réfléchit surtout le rouge jaune.

R. RÜDENBERG. — Der Empfang elektrischer Wellen in der drahtlosen Telegraphie (Réception des ondes électriques dans la télégraphie sans fil). — P. 446-467.

En tenant compte de l'influence du rayonnement du récepteur sur le champ électromagnétique, on arrive à quelques conséquences en opposition avec des idées généralement reçues.

Comme on le sait déjà, l'énergie utilisée dans le récepteur et l'énergie diffusée sont maxima toutes deux quand la fréquence propre du récepteur est égale à celle des ondes.

Si on emploie un détecteur mesurant l'énergie moyenne (bolomètre), l'énergie absorbée est maxima quand la résistance du détecteur est égale à la résistance équivalente au rayonnement, c'est-à-dire à la résistance qui dissiperait sous forme de chaleur la même quantité d'énergie que le rayonnement.

L'énergie absorbée est alors égale à l'énergie dissipée; le rendement optimum est ainsi de 50 0/0.

L'absorption d'énergie maximum par le récepteur est d'autant plus grande que la longueur des ondes incidentes est elle-même plus grande; mais la hauteur de l'antenne est indifférente.

La perturbation du champ électromagnétique produite par le résonnateur est d'autant plus considérable que l'isochronisme est plus voisin; la distance maximum à laquelle cette perturbation est appréciable est d'environ 24 longueurs d'onde, si le résonnateur a une résistance négligeable, 12 longueurs d'onde si cette résistance est égale à la résistance équivalente au rayonnement.

P. LUDEWIG. — Ueber die sogenannten elektrolytischen Stromunterbrecher (Sur les interrupteurs dits électrolytiques). — P. 467-505.

Les expériences ont vérifié la théorie de Simon d'après laquelle les interruptions sont provoquées par la chaleur de Joule dégagée dans l'étranglement du circuit, en ce qui concerne l'interrupteur à trou.

Pour l'interrupteur à fil de platine, il faut faire intervenir encore le dégagement de gaz dû à l'électrolyse.

Le phénomène Peltier, invoqué par la théorie de Klupathy, ne joue aucun rôle.

L'unipolarité de l'interrupteur est due à la formation d'un arc entre le liquide et le fil de platine quand celui-ci est cathode.

La réaction du secondaire dans une bobine munie d'un interrupteur électrolytique est plus marquée avec l'interrupteur à fil; cette réaction est défavorable au fonctionnement des tubes de Crookes.

FR. REICHE. — Gesetze der Kompression einer Hohlraumstrahlung durch eine semipermeable Platte (Lois de la compression du rayonnement d'une enceinte par une cloison semi-perméable). — P. 521-569.

C. DIETERICI. — Ueber die innere Verdampfungswärme (Chaleur de vaporisation interne). — P. 569-586.

Soit ρ la chaleur de vaporisation interne à la température absolue T , v_1 et v_2 les volumes spécifiques du liquide et de la vapeur, la relation

$$\rho = cRT \log_{\text{nép}} \frac{v_2}{v_1}$$

se vérifie pour l'isopentane, l'éther éthylique, le benzène, les anhydrides carbonique et sulfureux, l'eau.

Pour ces diverses substances, le coefficient c a sensiblement la même valeur 1,72.

Si on rapproche ce résultat de ceux de Young, on trouve que la variation d'énergie totale pour l'unité de masse de la substance à l'état critique est égale à $1,72RT_c$.

En construisant la courbe de l'énergie interne en fonction du volume spécifique pour l'isopentane, on constate que le maximum d'énergie correspond non pas à l'état critique, mais à une température plus basse et à un volume plus grand que leurs valeurs critiques.

K. SCHILD. — Die magnetischen Eigenschaften elektrolytischer Eisenniederschläge (Propriétés magnétiques du fer électrolytique). — P. 586-622.

Lorsque les dépôts se sont produits dans un champ magnétique d'intensité négligeable, ils possèdent une viscosité et une force coercitive notables. L'inflexion de la courbe d'aimantation est peu accusée. L'énergie dissipée par l'hystérésis peut être représentée par la formule :

$$W = 2256 \cdot 10^{-7} B_{\text{max}}^2$$

Si le dépôt s'est produit dans un champ magnétique, il possède une aimantation croissante avec l'intensité de ce champ.

E. RIECKE. — Berichtigung zu dem Aufsatz: Untersuchungen über Entladungserscheinungen in Geisslerschen Röhren (Rectification au mémoire: Recherches sur les phénomènes de décharge dans les tubes de Geissler). — P. 623-625.

N° 4.

M. WIEN. — Ueber die Dämpfung von Kondensatorschwingungen. — I. Rückwirkung eines resonierenden Systems. — II. Erzeugung wenig gedämpfter Schwingungen (Amortissement des oscillations dans un circuit de condensateur. — I. Réaction d'un système en résonance. — II. Production d'oscillations faiblement amorties). — P. 626-659.

I. D'après la théorie, lorsque l'oscillateur et le résonnateur sont en liaison trop étroite, c'est-à-dire quand k^2 n'est pas très petit vis-à-vis de $\frac{\delta\delta'}{\pi^2}$ (δ et δ' étant les décrets des deux circuits quand ils sont isolés), la courbe de résonance est trop surbaissée, et les décrets calculés d'après cette courbe sont trop grands.

Les expériences vérifient en sens et en grandeur ces conséquences quand le circuit ne renferme pas d'intervalle explosif.

Si l'oscillateur comprend un explosif, ces résultats se modifient. La courbe de résonance se déforme de plus en plus à mesure que la liaison devient plus étroite; l'amortissement augmente moins que ne l'indique la théorie et les courbes prennent, quand la liaison devient très étroite, une forme aiguë caractéristique.

Pour que la méthode de Bjerknes donne des valeurs exactes du décrement, il faut donc que k^2 soit petit vis-à-vis de $\frac{\delta\delta'}{\pi^2}$.

Pour éviter les perturbations provoquées par les étincelles dans les mesures d'amortissement, on excitera les oscillations dans un circuit secondaire fermé à l'aide d'un oscillateur primaire à étincelle, fortement amorti, les deux circuits étant liés magnétiquement. La courbe de résonance du système secondaire ne sera plus altérée par l'influence du primaire si $\frac{\pi^2 k^2}{\delta_1 - \delta_2}$ est négligeable vis-à-vis de δ_2 .

Mais les expériences effectuées ont montré qu'on pouvait donner à k une valeur relativement considérable, sans altérer la courbe de résonance, pourvu que l'amortissement secondaire fût petit vis-à-vis

de l'amortissement primaire. Cette contradiction avec la théorie doit être attribuée à l'accroissement rapide de la résistance due à l'étincelle pendant la décharge.

W. RITZ. — Magnetische Atomfelder und Serienspektren
(Champ magnétique des atomes et spectres à séries). — P. 660-696.

L'auteur se propose de démontrer qu'on peut rendre compte des diverses particularités du phénomène de Zeeman, mieux que par la théorie de Lorentz, en admettant que la seule force agissant sur les centres de vibrations qui produisent les spectres sériés, est un champ magnétique moléculaire.

B. WALTER et R. POHL. — Zur Frage der Beugung des Röntgenstrahlen
(Sur la question de la diffraction des rayons de Röntgen). — P. 715-724.

D'après les auteurs, les élargissements observés par Haga et Wind sur les radiographies d'une fente doivent être attribués au développement trop prolongé des plaques.

H.-G. MOLLER. — Zur Theorie der Ueberspannung bei elektrolytischer Gasabscheidung (Théorie de la surtension dans le dégagement des gaz par l'électrolyse). — P. 725-756.

Par des mesures effectuées sur le mercure et sur le cuivre ou l'argent à différentes températures, on constate que la surtension et la constante capillaire varient parallèlement.

Ces expériences confirment une théorie de la surtension fondée sur celle de la couche capillaire d'après Bakker.

M. TOEPLER. — Gleitbüschel auf Flüssigkeitsoberflächen
(Aigrette glissante sur la surface des liquides). — P. 745-756.

Pour obtenir une décharge permanente par aigrettes sur la surface d'un liquide, il faudrait disposer d'une capacité très grande et pouvant supporter de grandes différences de potentiel. Une batterie de 74 jarres d'une capacité totale de 0,34 microfarad, supportant 25000 volts, suffit seulement à réaliser d'une manière approchée les conditions d'une décharge permanente.

La longueur de l'aigrette croît d'abord rapidement avec la conductibilité du liquide, passe par un maximum et diminue. Pour une même capacité, le maximum est d'autant plus grand que la différence de potentiel est plus grande et pour une même différence de potentiel croît avec la capacité.

Si on désigne par V la différence de potentiel totale, par l la longueur de l'aigrette, par v la différence de potentiel entre le sommet de l'aigrette et un point situé à une distance x de ce sommet,

$$v^3 = V^3 \frac{x}{l}$$

à très peu près.

La longueur maximum d'aigrette obtenue avec une même capacité est inversement proportionnelle à la conductibilité du liquide par unité de longueur.

E. MEYER et E. REGENER. — Ueber Schwankungen der radioaktiven Strahlung und eine Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums (Variations du rayonnement des substances radioactives et méthodes pour la détermination de la charge électrique élémentaire). — P. 737-774.

En calculant par les procédés du calcul des probabilités le nombre n des atomes des substances radioactives qui peuvent exister à une époque t , on trouve, N étant le nombre de ces atomes à l'époque $t = 0$:

$$n = Ne^{-\lambda t}.$$

Cette loi est identique à la loi de la radioactivité :

$$J = J_0 e^{-\lambda t},$$

puisque la radioactivité est proportionnelle au nombre des atomes non dissociés (von Schweidler).

Mais les raisonnements ne sont légitimes que si le nombre des atomes est très grand, sinon le nombre des atomes restants s'écartera plus ou moins de la loi exponentielle : n et J oscilleront autour des valeurs répondant à cette loi.

En calculant la valeur moyenne de ces oscillations, on trouve qu'elle ne doit dépendre, à une époque t donnée, que du nombre d'atomes Z dissociés déjà à cette époque, si la loi exponentielle était

rigoureuse : elle est inversement proportionnelle à la racine carrée de ce nombre.

Les expériences effectuées sur le radiotellure en mesurant la radioactivité par une méthode électrométrique différentielle ont vérifié cette loi de Schweidler pour des variations de Z dans le rapport de 4 à 100.

La grandeur absolue des oscillations observées croît quand on diminue la capacité de l'électromètre.

Si on admet que la loi de Schweidler est démontrée, on tire de là un procédé pour mesurer la charge élémentaire e . En remplaçant Z par sa valeur en fonction du courant de saturation i :

$$\bar{\varepsilon}_t = \frac{\sqrt{94\,000e}}{\sqrt{it}},$$

$\bar{\varepsilon}_t$ étant la valeur moyenne des oscillations à l'époque t .

G. SCHULZE. — Die electrolytische Ventilwirkung des Niobs und eine Klassifizierung des Verhaltens elektroytischer Anoden (Effet de soupape électrolytique du niobium. Classification des anodes formant soupape). — P. 775.

Le niobium se comporte à très peu près comme le tantale, et il est probable que le scandium, le lanthane, l'yttrium et l'ytterbium possèdent des propriétés analogues, à cause de leur parenté chimique avec l'aluminium.

E. MAYER. — Ein neues Universalvariometer für Lokalvariationen, Intensitäts- und Deklinations-schwankungen (Nouveau modèle de variomètre universel pour les variations locales et les oscillations de l'intensité ou de la déclinaison magnétique). — P. 783-807.

Les effets des variations sur le magnétomètre sont compensés par le déplacement d'un aimant auxiliaire. On détermine la valeur d'une division de l'échelle mesurant ce déplacement à l'aide de deux champs artificiels, l'un perpendiculaire, l'autre parallèle au méridien magnétique et dont l'intensité est connue.

Th. LOHNSTEIN. — Zur Theorie des Adhäsionsplattenversuches
(Théorie de l'expérience sur l'adhérence des solides). — P. 807-819.

Les approximations admises par Poisson, pour calculer la force qu'il faut appliquer à un disque solide pour le séparer du liquide avec lequel il est en contact, ne sont pas légitimes.

L'auteur donne une autre méthode de calcul et en déduit les conditions dans lesquelles il faudrait se placer pour mesurer l'angle de raccordement par cette méthode d'arrachement. Il fait remarquer que l'expérience des gouttes se détachant d'une surface plane, fournit un procédé plus exact.

P. DEBYE. — Eine Bemerkung zu der Arbeit von Hrn. A. Schulze : « Einige neue Methoden zur Bestimmung der Schwingungszahlen hörbarer und unhörbarer Töne usw. » (Remarque sur le travail de A. Schulze : « Méthodes nouvelles pour les fréquences des sons élevés perceptibles ou non »). — P. 819-824.

G.-A. SCHOTT. — Berichtigung zur Arbeit : « Ueber den Einfluss von Unstetigkeiten bei der Bewegung von Elektronen » (Rectification au mémoire : « Sur l'influence des discontinuités dans le mouvement des électrons »). — P. 824.

N° 5.

E. GRÜNEISEN. — Die elastische Konstanten der Metalle bei kleinen Deformationen. Torsionsmodulen, Verhältnis von Querkontraktion zur Längs dilatation und kubische Kompressibilität (Constantes élastiques des métaux pour les petites déformations. Modules de torsion, rapport de la contraction latérale à l'allongement et compressibilité cubique). — P. 825-851.

Les modules de torsion des métaux Al, Ir, Rh, Ln, Pb, Ci, Cd, Sn n'ont pu être déterminés par la méthode des vibrations tournantes, parce que le son s'éteint trop rapidement ou ne se produit pas.

Le procédé réussit avec Cu, Ag, Au, Pd, Pt, le bronze, l'acier, le constantan, la manganine.

La contraction latérale a été mesurée à l'aide d'un appareil interférentiel qui permet d'apprécier à 1 0/0 près un déplacement de 2.10^{-5} millimètres. Le rapport μ entre cette contraction et l'allongement oscille pour les métaux étudiés entre $1/4$ et $1/2$.

Ces mesures ont décelé, dans les barreaux étirés ou non étirés, une forte anisotropie et souvent une hétérogénéité. Quand il y a anisotropie, les valeurs calculées d'après les modules d'élasticité et

de torsion ne sont plus exactes. Le rapport μ mesuré directement peut être considéré comme une constante spécifique du métal, avec les restrictions qui s'appliquent à tous les coefficients d'élasticité.

Il n'existe aucune relation simple entre le coefficient μ et les propriétés résultant des forces de cohésion, telles que la dureté ou la fusibilité. Mais μ est d'autant plus grand que la variation de température provoquée par une dilatation unilatérale adiabatique est plus petite.

Connaissant l'allongement et la contraction latérale, on peut calculer la variation de volume et par suite la compressibilité cubique; celle-ci est peu influencée par la présence de petites quantités de matière étrangère. La compressibilité des alliages de cuivre, de nickel et de manganèse obéit approximativement à la loi des mélanges.

O. LEHMANN. — Zur Geschichte der flüssigen Krystallen
(Sur l'histoire des cristaux liquides). — P. 852-861.

E. GEHRCKE et O. REICHENHEIM. — Anodenstrahlen
(Rayons anodiques). — P. 861-884.

L'anode d'un tube évacué est recouverte d'un sel fondu, porté au rouge sombre par un courant auxiliaire. Lorsqu'on fait passer la décharge, cette anode émet un faisceau lumineux intense, dont la couleur dépend de la nature du sel. Le spectre de cette lumière est composé des mêmes raies que le spectre du sel dans la flamme d'un bec Bunsen.

L'expérience réussit avec CO^3Na^2 , NaCl , LiCl , CO^3Li , KCl , CO^3K^2 , CsCl , CuCl^2 , BaCl^2 , SrCl^2 , InCl^3 , CdCl^2 , TlCl^3 .

Ces rayons transportent des charges positives, qu'on peut recueillir dans un cylindre de Faraday. Il est donc vraisemblable qu'ils sont constitués par des particules positives empruntées à l'anode.

L'émission ne tarde pas à s'affaiblir par suite de la disparition du sel. On peut lui donner une durée plus longue en employant comme anode un petit cylindre (15 millimètres de longueur environ sur 6 de diamètre) de sel fondu. Ce cylindre est percé suivant son axe d'une ouverture ayant environ 0^{mm},3 de diamètre, dans laquelle un fil de platine, qui se termine librement à peu près vers la moitié de la hauteur du cylindre et qui sert à établir la concession avec la source

électrique. Le tout est entouré de tubes de verre, ne laissant à découvert que la base du cylindre.

La cathode est un anneau d'aluminium entourant l'anode et maintenu par une tige latérale.

Vis-à-vis de l'anode, se trouve un petit écran de mica.

Lorsque le vide est assez avancé pour qu'on n'aperçoive plus dans l'ampoule aucun gaz fluorescent, l'anode émet le faisceau lumineux. Si on a recouvert l'écran de mica d'un sel métallique, celui-ci devient fluorescent, et la fluorescence a la couleur caractéristique de l'ion métallique. Si l'écran n'est pas recouvert d'un sel, il n'est d'abord que très faiblement fluorescent : puis, au bout d'un certain temps, il émet la fluorescence caractéristique du sel qui forme l'anode, avec une intensité croissante.

Il se produit donc un transport de matière de l'anode vers l'écran.

La direction de ce faisceau anodique est normale à la surface d'émission et indépendante de la position de la cathode. Parfois il se divise spontanément en deux ou trois faisceaux bien délimités.

La longueur des faisceaux est d'autant plus grande que le vide est plus avancé ; la plus grande qu'on ait observée était de 0^m,25.

Les phénomènes sont particulièrement brillants quand on mélange au sel de l'anode une matière étrangère, graphite ou zinc en poudre.

La fluorescence excitée par les rayons anodiques s'est trouvée dans tous les cas identique à celle que produisent les rayons-canaux.

Les solides placés sur le trajet du faisceau projettent une ombre très nette, et on peut ainsi obtenir des faisceaux bien délimités par des diaphragmes convenables.

Les rayons anodiques sont déviés par le champ électrique : si on leur fait traverser un condensateur chargé, ils se rapprochent de l'armature négative.

Ils sont déviés aussi par le champ magnétique, comme un courant de particules positives : en même temps le faisceau s'élargit, ce qui montre qu'il n'est pas homogène.

Les anodes métalliques n'émettent aucun de ces rayons.

Le spectre des rayons anodiques montre le phénomène de Doppler dans des conditions analogues à celles où Stark l'a observé avec les rayons canaux.

D'après la grandeur de cet effet, la vitesse moyenne des particules anodiques est de $10^7 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$.

La chute de potentiel au voisinage immédiat de l'anode peut être mesurée, et on peut en déduire, par les modes de calcul connus, le rapport $\frac{e}{\mu}$ de la charge électrique des particules à leur masse. Ce rapport peut aussi se déduire de la déviation magnétique.

Si on admet que e est la charge élémentaire correspondant à une valence chimique, on connaîtra les rapports :

$$\frac{\mu_{Na}}{\mu_H}, \quad \frac{\mu_{Li}}{\mu_H}, \quad \frac{\mu_{Sr}}{\mu_H}$$

Le premier et le dernier rapport sont égaux sensiblement aux poids atomiques de Na et de Sr. Mais, pour le lithium, les nombres diffèrent beaucoup, ce qui s'explique sans doute par des circonstances secondaires.

J. SAHULKA. — Ueber das Verhalten fester, insbesondere pulverförmiger Körper in bewegten Flüssigkeiten und Gasen (Propriétés des corps solides, en particulier des corps pulvérulents vis-à-vis des liquides et des gaz en mouvement). — P. 885-893.

Les poussières fines en suspension dans un tube plein d'eau tendent toujours à se rapprocher de l'axe du tube, ce qu'on attribue ordinairement à l'influence du frottement, qui est alors minimum.

L'auteur montre qu'on peut expliquer ce fait par les lois connues de la pression dans les fluides et de la force centrifuge.

Il décrit une expérience démontrant que si une sphère ou un cylindre solide tombe dans un fluide suivant une direction excentrée par rapport à l'axe du vase cylindrique, la pression augmente plus du côté de la paroi que du côté opposé.

Les résultats, en apparence contradictoires, obtenus avec des grains de plomb tiennent à la bulle d'air entraînée par chaque grain, la vitesse étant trop grande pour que le liquide ait le temps de se refermer en arrière.

H. SIRK. — Zur Berechnung der molekularen Dimensionen
(Calcul des dimensions moléculaires). — P. 894-904.

D'après la théorie cinétique des gaz, le nombre N des molécules dans 1 millimètre cube de gaz est lié au trajet libre moyen L et au

rapport x du volume effectif des molécules au volume total, par l'équation :

$$N = \frac{1}{320L^3x^2}.$$

D'après Avogadro, N doit être le même pour tous les gaz pris dans des conditions identiques de température et de pression; il s'ensuit aussi :

$$L^3x^2 = C^{te}.$$

Les valeurs de L peuvent être déduites des expériences d'effusion; celles de x , de l'équation de Van der Waals ($x = \frac{b}{4}$) ou de la relation de Clausius-Mossotti, $x = \frac{K-1}{K+2}$ ou $x = \frac{n^2-1}{n^2+2}$, si on suppose vérifiée la relation de Maxwell $n^2 = K$.

Or les nombres calculés d'après ces trois méthodes pour $L^3x^2 10^{20}$ sont très différents. Notamment, ceux qui sont tirés de l'équation de Van der Waals sont beaucoup plus grands que les autres. Ceux qui sont obtenus par le même mode de calcul sont d'ailleurs fort loin d'être constants : ils paraissent diminuer quand la température critique s'élève, si on les déduit de la formule de Van der Waals; ils oscillent irrégulièrement, si on les déduit de celle de Clausius.

On peut encore calculer L^3x^2 d'après la charge électrique élémentaire; les nombres obtenus sont un peu plus grands que ceux calculés en partant de la relation de Clausius.

P.-P. KÖNIG. — Der Widerstand des Wismuts im veränderlichen Magnetfelde und für veränderlichen Messtrom (Résistance du bismuth dans un champ magnétique variable et pour des courants variables). — P. 921-983.

Une spirale de bismuth bifilaire est placée dans le champ d'un électroaimant; elle constitue l'une des branches d'un réseau de Wheatstone. Un pendule interrupteur effectue les opérations suivantes :

1° Il ferme le circuit du courant qui passe dans le réseau de Wheatstone ;

2° Il ferme le circuit de l'électroaimant ;

3° Au bout d'un temps connu, il met en communication avec les deux extrémités du pont les armatures d'un condensateur et en même temps coupe le courant de l'électroaimant.

Le réseau de Wheatstone est équilibré lorsque le bismuth a sa résistance normale. Quand le circuit de l'électroaimant est fermé, le courant y varie suivant une loi qui dépend de la résistance et de la self-induction du circuit. Le champ varie de même et la résistance du bismuth change de valeur : il s'établit entre les extrémités du pont une différence de potentiel, et c'est cette différence de potentiel, proportionnelle à la variation de résistance, qui charge le condensateur. La charge de celui-ci se mesure à l'aide d'un galvanomètre balistique. On obtient l'intensité du champ à cette époque par l'élongation d'un balistique, relié à une bobine d'épreuve placée près de la spirale, puisque le courant de l'électroaimant est rompu au même instant.

Les mesures n'ont révélé aucune « viscosité » du bismuth relativement à sa variation de résistance dans le champ magnétique.

En dehors du champ magnétique, la résistance du bismuth pour un courant alternatif diminue quand l'intensité de ce courant augmente. Dans un champ magnétique intense, la résistance du bismuth est plus grande pour un courant alternatif croissant que pour le courant continu ; la différence est en sens contraire si le courant est décroissant.

Ces variations de résistance ne sont qu'apparentes et représentent une absorption ou une récupération d'énergie, réversibles avec le sens de la variation du courant.

W. RUCKES. — Untersuchungen über den Ausfluss komprimierter Luft aus Kapillaren und die dabei auftretenden Turbulenzerscheinungen (Recherches sur l'écoulement de l'air comprimé par les tubes capillaires et sur les phénomènes tumultueux qui s'y produisent). — P. 983-1022.

Pour les gaz comme pour les liquides, il existe une certaine vitesse critique, au-dessous de laquelle les molécules se déplacent parallèlement à l'axe du tube, au-dessus de laquelle se produisent des tourbillons.

En désignant par ρ la densité, par v_m la vitesse moyenne, par d le diamètre du tube, par μ le coefficient de frottement, on a sensiblement dans les tubes de verre :

$$\frac{\rho d v_m}{\mu} = C^* = 1\,900 \text{ à } 2\,000,$$

comme Reynolds l'a trouvé pour les liquides.

Toutefois les écarts sont toujours dans le même sens, la vitesse critique étant plus grande que celle déduite de cette formule. Les principales causes de ces écarts sont une longueur trop faible du tube et un élargissement de ce tube à l'entrée.

Dans les tubes de métal, la vitesse critique est notablement plus petite que ne le donne la formule de Reynolds.

L'abaissement de température se produit pour la plus grande partie au voisinage de l'orifice de sortie.

F. RICHARZ. — Ueber die Erhitzung von Elektrolyten an kleinen Elektroden bis zur Siedetemperatur (zur Berichtigung von Hrn. P. Ludewig) (Echauffement des électrolytes jusqu'à la température d'ébullition à la surface des petites électrodes; rectification). — P. 1022-1024.

M. LAMOTTE.

A. JOFFÉ. — Elastiche Nachwirkung im kristallinenischen Quarz (Viscosité élastique dans le quartz cristallisé). — T. XX, p. 919-980.

La flexion résiduelle est inférieure aux 0,00007 de la flexion permanente.

La déformation résiduelle qui ne se décèle que par la piézoélectricité est un phénomène électrique secondaire provoqué par la disparition de la piézoélectricité.

La marche de cette déformation est accélérée par les rayons ultraviolets, les rayons X, les rayons du radium et l'élévation de température. Cette influence est d'autant plus marquée que l'irradiation a duré plus longtemps avant l'expérience proprement dite de la viscosité : elle ne disparaît que lentement après la suppression de l'irradiation. De plus, après qu'elle a disparu, la sensibilité a diminué vis-à-vis d'une nouvelle irradiation et ne revient plus, ni spontanément, ni quand on chauffe le quartz à 350°.

Cette influence de l'irradiation et de l'élévation de température provient d'un accroissement de conductibilité, elle est plus grande suivant l'axe que suivant la direction perpendiculaire.

Le verre O102 de Zeiss a une viscosité particulièrement faible, environ 16 fois plus petite que celle du verre commun.

L'irradiation n'a aucun effet sur la viscosité élastique.

M. LAMOTTE.

STABILITÉ TRANSVERSALE DES AÉROPLANES PENDANT LEUR GIRATION⁽¹⁾;

Par M. BERTIN.

La pression de l'air frappant obliquement un plan mince a eu jusqu'ici sa principale application à bord des navires à voiles, et, plus particulièrement, dans la marche au plus près. Il est même curieux de remarquer que, sur un coureur idéal infiniment fin voilier, la voilure, sous toutes les allures, devrait être orientée au plus près de l'axe du navire. Soit en effet AB, l'axe d'un navire dont la résistance à la marche serait nulle et la résistance à la dérive infinie (fig. 1); soit β

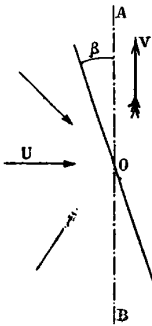


FIG. 1.

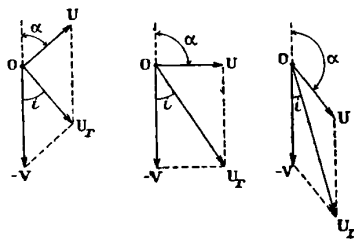


FIG. 2.

l'angle de l'orientation de la voilure, supposé très petit. Soit U (fig. 2), la vitesse absolue du vent, à laquelle nous attribuerons diverses directions faisant avec AB un angle variable α . La vitesse relative U_r du vent par rapport au navire, qui produit la pression sur la voile, est la résultante de U et de $-V$; soit i son angle avec l'axe AB, c'est-à-dire avec la vitesse V, la dérive étant nulle. Nous avons dans le triangle OVU_r :

$$\frac{V}{U_r} = \frac{\sin(\alpha + i)}{\sin i}$$

$$V = U_r \frac{\sin(\alpha + i)}{\sin i}$$

La vitesse V est maximum quand l'angle i est minimum, c'est-à-

⁽¹⁾ Communication faite à la Société française de Physique : séance du 5 février 1909.

dire quand il est égal à β et que le vent frappe tangentiellement la voile. Il résulte de là que le maximum de V est :

$$V = U_r \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\sin \beta}.$$

La vitesse, sur le navire idéal considéré, ira toujours en croissant jusqu'à ce que le maximum soit atteint. La limite de V est $V = \infty$, pour $\beta = 0$.

Dans la pratique, V reste inférieur à U et à U_r , et on donne à β des valeurs égales à la moitié environ de l'angle α ; par suite, c'est dans la marche au plus près du vent seule, que l'on s'applique à border la voilure au plus près de l'axe, en se rapprochant ainsi le plus possible de l'orientation théorique qui peut conduire à la vitesse infinie.

Les considérations qui précèdent n'ont qu'un rapport assez lointain avec le problème de la navigation aérienne. Les lois de la giration des navires ont, au contraire, un lien étroit avec celles de la giration des aéroplanes; il est indispensable de les rappeler.

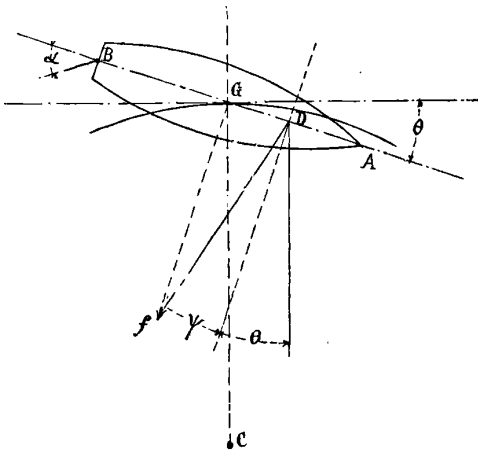


FIG. 3.

Dans la giration des navires à vapeur, le mouvement de translation centripète est dû à l'obliquité avec laquelle l'axe du bâtiment se présente sur sa trajectoire. Dès que le gouvernail a été porté sur un bord d'un angle α (fig. 3), il se produit un angle de dérive θ , qui donne lieu à la force centripète cherchée. L'angle θ peut, sur les navires,

être supérieur à l'angle α quand celui-ci reste faible, en raison de l'effet du courant d'eau lancée par les hélices sur le gouvernail; il n'en est probablement pas de même sur les aéroplanes. Sur les aéroplanes, l'angle θ , tout en restant inférieur à α , pourrait facilement atteindre de plus grandes valeurs que sur les navires, si α atteignait lui-même des valeurs de 20° à 30° ou 35° .

Les forces en jeu, les mêmes sur l'aéroplane que sur le navire, sont la résistance du fluide ambiant à la marche f et la poussée des hélices Q . En raison de l'angle de dérive θ , la résistance à la marche f est brusquement déviée, en même temps que fortement accrue; son angle ψ avec l'axe transversal peut, sur un navire bon évolueur, descendre de 90° à 7° ; son point d'application D est rejeté vers l'arrière.

La résistance oblique f a une composante tangentielle $f \sin(\theta + \psi)$, à laquelle fait équilibre la composante tangentielle $Q \cos \theta$ de la poussée des hélices, et une composante centripète $f \cos(\theta + \psi)$, à laquelle s'ajoute la composante centripète $Q \sin \theta$ de la poussée Q . Les conditions d'équilibre entre ces forces, en appelant I la force centripète, sont :

$$\begin{aligned} (1) \quad & f \sin(\theta + \psi) - Q \cos \theta = 0, \\ (2) \quad & f \cos(\theta + \psi) + Q \sin \theta = I. \end{aligned}$$

Si l'on considère les forces qui agissent dans un plan transversal, pour produire l'inclinaison et créer le danger de chavirement, on trouve que ces forces sont :

$$f \cos \psi \quad \text{et} \quad -I \cos \theta.$$

Ces deux forces, résistance latérale et force centrifugée, forment un couple, car, en remplaçant Q par sa valeur,

$$Q = f \frac{\sin(\theta + \psi)}{\cos \theta},$$

dans la valeur de I , on trouve :

$$\begin{aligned} I \cos \theta &= f \cos(\theta + \psi) \cos \theta + f \sin(\theta + \psi) \sin \theta, \\ I \cos \theta &= f \cos \psi. \end{aligned}$$

Cette dernière égalité s'obtient d'ailleurs immédiatement, en projetant les forces sur l'axe transversal du navire.

A ces équations, il faut joindre celles qui relient les éléments de

la giration : P , poids du corps ; V_1 , vitesse tangentielle, très inférieure à la vitesse V_0 en marche rectiligne ; r , rayon de courbure ; ω , vitesse angulaire ; T , période :

$$(3) \quad I = \frac{P}{g} \frac{V_1^2}{r},$$

$$(3') \quad I = \frac{P}{g} \omega^2 r,$$

$$(3'') \quad I = \frac{P}{g} \left(\frac{2\pi}{T} \right)^2 r.$$

On possède un grand nombre de valeurs numériques de V_1 , r , T pour les navires. Il sera nécessaire d'en recueillir également sur les aéroplanes, pour pouvoir entreprendre d'une manière pratique l'étude complète de leurs girations.

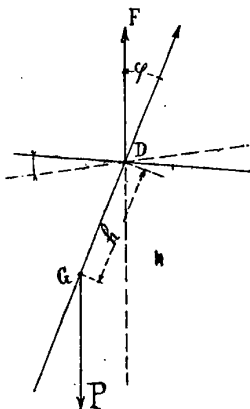


FIG. 4.

Le couple de stabilité transversale des aéroplanes, qui fait équilibre au couple d'inclinaison $I \cos \theta$, $f \cos \psi$, se compose du poids P appliqué au centre de gravité G et de la force verticale ou poussée de sustentation F appliquée au centre de sustentation D (fig. 4) ; son moment, pour une inclinaison égale à φ , est :

$$(4) \quad M = Ph \sin \varphi,$$

lorsque les deux forces P et F sont égales.

Cette formule appelle quelques remarques.

Tout d'abord, il n'y a aucun rapport entre le centre de sustentation

tion D et le centre de dérive latérale d . Sur les aéroplanes, on est entièrement maître de la position de d ; on peut le placer à telle hauteur que l'on veut, soit au-dessus, soit au-dessous du centre de gravité G, point d'application de la force I ; on peut ainsi, beaucoup mieux que sur les navires, diriger à volonté l'inclinaison transversale pendant les girations, soit vers l'intérieur, soit vers l'extérieur de la courbe décrite.

Le point D est nécessairement au-dessus de G ; il offre quelque analogie avec le métacentre des navires, avec cette différence que la hauteur h est constante. L'aéroplane n'a pas à craindre les diminutions de hauteur métacentrique résultant, sur les navires, des inclinaisons prononcées. La hauteur h doit d'ailleurs être déterminée, non seulement en vue de combattre le couple de roulis, ou couple d'inclinaison transversale, mais aussi en vue d'annuler l'effet du couple de tangage résultant de la poussée des hélices et de la résultante totale des résistances opposées à la propulsion (1).

Il faut noter enfin, et c'est la différence la plus frappante comparativement aux navires, que la force F ne peut pas être considérée comme une constante. Lorsque la poussée F est plus grande que P, la formule (4) est applicable et donne bien le moment. Lorsque la poussée F est inférieure à P, il faut prendre pour M la valeur :

$$(4) \quad M = Fh \sin \varphi.$$

La plus faible des deux forces P et F entre donc dans le moment de stabilité ; la différence $P - F$ ou $F - P$ est une force accélératrice de translation verticale.

La valeur de la poussée F se modifie notablement par l'effet des girations.

En effet, soit β l'angle d'attaque de l'air par le plan sustentateur dans la marche uniforme, rectiligne, horizontale, la poussée sustentatrice est, d'après la formule empirique usuelle,

$$(5) \quad F_0 = KSV_0^2 \sin \beta \cos \beta.$$

(1) Les aviateurs cherchent, avec raison, à rapprocher le plus possible la direction de la résistance à la marche de celle de la poussée des hélices. On n'aperçoit pas de motif engageant à rapprocher aussi, l'un de l'autre, les deux points D et G. Le changement angulaire d'assiette longitudinale résultant des changements de position de D, qui correspondent à des changements de vitesse ou d'angle d'attaque, sont, en effet, d'autant plus grands que h est plus petit ; ils sont inversement proportionnels à h . La stabilité longitudinale, comme la stabilité transversale, gagne donc aux augmentations de valeur de h .

Pendant la giration, l'angle de dérive θ et l'inclinaison φ autour de l'axe de l'aéroplane resté horizontal, influent, l'un et l'autre, sur l'angle d'attaque, qui devient i . L'angle de la normale au plan sustentateur avec la verticale change également et devient γ . La poussée est alors :

$$(6) \quad F_1 = KSV_1^2 \sin i \cos \gamma.$$

Ces formules sont suffisamment exactes pour les applications, à la condition de regarder le changement de vitesse, conduisant de V_0 à V_1 , comme une donnée purement expérimentale, impossible à déterminer par le calcul. Il n'est pas permis, en effet, de regarder les composantes horizontales de la pression de l'air sur le plan sustentateur.

$$(7) \quad KSV_0^2 \sin \beta \sin \beta = F_0 \tan \beta,$$

$$(8) \quad KSV_1^2 \sin i \sin \gamma = F_1 \tan \gamma,$$

comme égales aux valeurs de la poussée Q des hélices pendant la marche normale et pendant la giration, parce que ces composantes ne représentent qu'une faible fraction de la résistance totale à la propulsion. La résistance dans l'air de l'aviateur, du moteur, de la carcasse de l'aéroplane et de ses haubans, etc., neutralise, dans la poussée Q , une partie qui est, de beaucoup, la plus importante.

La détermination des deux angles i et γ résulte d'une formule de trigonométrie sphérique connue, ces deux angles étant les angles plans opposés à un dièdre connu, dans deux trièdres où les deux angles plans adjacents au dièdre donné sont également connus. La formule est :

$$\cos c = \cos a \cos b + \sin a \sin b \cos C;$$

elle donne, pour les deux angles i et γ :

$$(9) \quad \sin i = \sin \beta \cos \theta + \cos \beta \sin \theta \sin \varphi,$$

$$(9') \quad \sin i = \cos \beta \sin \theta \left(\frac{\tan \beta}{\tan \theta} + \sin \varphi \right),$$

$$(10) \quad \cos \gamma = \cos \beta \cos \varphi.$$

Ces formules pourraient du reste s'établir directement, par les procédés de la descriptive, sur la *fig. 5* où l'aéroplane est supposé au point S de la courbe de giration, avec son axe horizontal SS' faisant un angle de dérive θ avec la tangente SM à cette courbe.

Cet angle se détermine aussi sur la figure, en menant par le point M une tangente à la circonférence à laquelle la trace du plan sustentateur est tangente sur le vertical. La formule (11) se déduit alors des trois relations :

$$\sin \varphi_1 = \frac{S'A_1}{S'M}, \quad \tan \beta = \frac{S'A_3}{SS'} = \frac{S'A_1}{SS'}, \quad \tan \theta = \frac{S'M}{SS'}$$

évidentes sur la figure.

Lorsque l'inclinaison se continue vers la droite au delà de φ_1 , l'angle i est négatif, c'est-à-dire que le plan sustentateur reçoit la pression sur sa face supérieure et devient un plan de plongée; cet angle i atteint son maximum négatif $-(\theta - \beta)$, lorsque l'angle d'inclinaison φ est égal à $-\frac{\pi}{2}$ et que le plan sustentateur est en B_3A_3S .

Le tracé de la *fig. 5* et la discussion qui précède, inspirés par mes recherches antérieures sur la giration des navires et sur les dangers redoutables qui en résultent pour les navires en avarie, ont été l'origine de la présente étude.

Considérons la poussée sustentatrice F_1 , en remplaçant dans la formule (6) $\sin i$ et $\cos \gamma$ par leurs valeurs (9) et (10). [Nous trouvons :

$$(12) \quad F_1 = KSV_1^2 \cos^2 \beta \sin \theta \cos \varphi \left(\frac{\tan \beta}{\tan \theta} + \sin \varphi \right),$$

qui peut s'écrire, en isolant dans le second membre le facteur dépendant de φ :

$$\frac{F_1}{KSV_1^2 \cos \beta} = \sin \beta \cos \theta \cos \varphi + \cos \beta \sin \theta \cos \varphi \sin \varphi.$$

Nous en déduisons pour la dérivée de F_1 par rapport à φ , au facteur constant près :

$$(13) \quad \frac{dF_1}{d\varphi} = -\sin \beta \cos \theta \sin \varphi + \cos \beta \sin \theta \cos^2 \varphi - \cos \beta \sin \theta \sin^2 \varphi.$$

Cette dérivée est positive pour $\varphi = 0$, ce qui prouve l'existence d'un maximum de F_1 entre $\varphi = 0$ et $\varphi = +\frac{\pi}{2}$, ainsi qu'il était à prévoir. Comme F_1 s'annule en même temps que $\cos \varphi$, pour

$\varphi = -\frac{\pi}{2}$, il y a également un maximum négatif entre $\varphi = -\varphi_1$ et $\varphi = -\frac{\pi}{2}$.

En égalant à zéro la dérivée de F_1 , après y avoir remplacé $\cos^2 \varphi$ par $1 - \sin^2 \varphi$, nous obtenons l'équation :

$$\cos \beta \sin \theta \left(-2 \sin^2 \varphi - \frac{\tan \beta}{\tan \theta} \sin \varphi + 1 \right) = 0,$$

qui nous donne pour les valeurs φ_2, φ_3 des inclinaisons φ correspondant aux deux maximum, positif et négatif, de F_1 :

$$(14) \quad \sin \varphi_2 = -\frac{1}{4} \frac{\tan \beta}{\tan \theta} \pm \sqrt{\left(\frac{1}{4} \frac{\tan \beta}{\tan \theta} \right)^2 + \frac{1}{2}}.$$

L'équation (13) nous donne en même temps l'expression de $\cos \varphi_2$,

$$(15) \quad \cos^2 \varphi_2 = \sin \varphi_2 \left(\frac{\tan \beta}{\tan \theta} + \sin \varphi_2 \right),$$

d'où nous tirons, pour le maximum F_2 de la poussée F_1 ,

$$(16) \quad \left(\frac{F_2}{KSV_1^2} \right)^2 = \cos^4 \beta \sin^2 \theta \sin \varphi_2 \left(\frac{\tan \beta}{\tan \theta} + \sin \varphi_2 \right)^2,$$

expression simplifiée assez commode pour le calcul.

Si nous rapportons la valeur du maximum F_2 à la valeur (5) de la poussée sustentatrice F_0 en marche rectiligne, nous trouvons :

$$(17) \quad \left(\frac{F_2}{F_0} \right)^2 = \left(\frac{V_1}{V_0} \right)^4 \frac{\sin^2 \theta \sin \varphi_2}{\tan^2 \beta} \left(\frac{\tan \beta}{\tan \theta} + \sin \varphi_2 \right)^2 = \left[R_2 \left(\frac{V_1}{V_0} \right)^2 \right]^2.$$

Le rapport R des diverses valeurs de F_1 , lorsque θ et φ varient, à la valeur F_0 , en laissant à part le rapport inconnu de V_1 à V_0 , est plus intéressant à consulter que la valeur absolue de F_1 .

Les équations (5) et (12) nous donnent

$$(18) \quad R = \frac{\sin \theta \cos \varphi}{\tan \beta} \left(\frac{\tan \beta}{\tan \theta} + \sin \varphi \right),$$

avec la condition

$$(19) \quad \frac{F_1}{F_0} = R \left(\frac{V_1}{V_0} \right)^2.$$

F_0 n'est autre que le poids P de l'aéroplane qui est connu.

Le tableau suivant donne les valeurs de l'angle $-\varphi_1$ pour lequel R s'annule, de l'angle φ_2 correspondant au maximum de R , d'après les formules (11) et (14), ainsi que la valeur R_2 du maximum de R , calculées pour quatre combinaisons de β et de θ .

β	θ	$-\varphi_1$	φ_2	R_2
2°	12°	9° 30'	41° 55'	3,692
5°	15°	19°	39° 10'	2,189
10°	12°	55° 35'	32°	1,169
10°	15°	11° 5'	34° 10'	1,181

Ce tableau est à méditer. Je me bornerai ici aux deux conclusions suivantes, inspirées, la première par les valeurs numériques de l'angle $-\varphi_1$ la seconde par celles du rapport R_2 .

D'abord, tout moment d'inclinaison tendant à faire pencher en dehors de la trajectoire doit être soigneusement évité, lorsque l'angle β est inférieur à 10°. Le danger de chavirement auquel ce moment exposerait est même beaucoup plus proche que ne l'indiquent les valeurs de $-\varphi_1$ ainsi que nous le verrons tout à l'heure.

A la vérité, les aéroplanes n'ont en général aucune tendance à s'incliner, comme les navires, à l'extérieur de leur trajectoires, bien au contraire. Le changement de position du point d'application de la poussée F dans les girations tend à faire incliner vers l'intérieur; de plus, le centre de dérive latérale d , qui, pour le plan sustentateur, se confond avec le centre de poussée, est, pour tout le reste de l'appareil, situé le plus souvent au-dessus du centre de gravité. Il faut cependant savoir qu'une certaine inclinaison vers l'intérieur est utile, afin de s'écarter de la position d'équilibre instable; or il est arrivé que des mesures ont été prises, et même que des dispositions ingénieuses ont été brevetées, pour empêcher cette inclinaison de se produire.

Notons que, près de terre, les remous de vent, qu'un aéroplane est exposé à rencontrer subitement, peuvent, soit augmenter, soit diminuer l'angle d'obliquité du vent θ par rapport à son axe. Pour le cas où θ serait accru, l'inclinaison vers l'intérieur devient plus nécessaire que jamais; elle augmente naturellement si l'aéroplane est bien disposé; mais il ne faudrait cependant pas qu'elle devint gênante, sinon dangereuse. Pour le cas où θ serait diminué, il n'y a vraiment à s'inquiéter que du cas où θ passerait sur l'autre bord de l'aéroplane. Dans ce dernier cas, qui est très improbable, il est nécessaire que l'inclinaison φ ne soit pas assez grande pour gêner ou

empêcher le redressement indispensable de l'aéroplane et son inclinaison automatique dans le sens de la rafale.

En second lieu, les fortes valeurs atteintes par le maximum R_2 du rapport R permettent de penser que, grâce aux facilités que l'on a d'augmenter sensiblement les angles d'incidence, il sera possible, en portant φ à 10° , 12° , peut-être davantage, sans aller jusqu'à φ_2 , de contrebalancer notablement la diminution de poussée sustentatrice F résultant de la diminution de vitesse, de V_0 à V_1 . On pourrait alors accomplir les girations en restant dans un plan sensiblement horizontal.

Le rapport de V_0 à V_1 peut, sur les navires bons évolueurs, atteindre la valeur 1,8 (*Henri IV*). Sur les aéroplanes, il est inconnu; à première vue, le ralentissement $V_0 - V_1$ doit être faible, en raison du peu de résistance latérale comparativement aux navires. Toutefois l'augmentation d'angle d'incidence i résultant de l'inclinaison φ , en même temps qu'elle augmente la poussée sustentatrice F , augmente la résistance à la marche; elle doit donc produire une diminution complémentaire de V_1 . Dans ces conditions, il est permis d'admettre, en attendant des données expérimentales, que le rapport de V_0 à V_1 atteigne 1,4 à 1,5, ce qui conduirait à la valeur 2 pour le rapport entre leurs carrés.

L'angle de dérive θ est également inconnu pour les aéroplanes. Nous supposons que la valeur 12° , qui est un maximum dans la giration des navires, est un minimum pour celle des aéroplanes.

Nous étudierons sur les bases précédentes les variations de la poussée F et celles du moment correspondant M , pour toutes les valeurs de φ , plus particulièrement pour celles comprises entre

$$+\frac{\pi}{2} \text{ et } -\varphi_1.$$

Donnons à β et à θ les valeurs assez vraisemblables $\beta = 5^\circ$ et $\theta = 15^\circ$. La *fig. 6* représente, pour ce cas, la courbe des valeurs du rapport R tracée en coordonnées polaires, en les portant à l'extérieur d'un cercle dont le rayon est égal à l'unité. Les points remarquables, en partant de A_1 et en allant vers la gauche, sont :

$R = 0$	pour	$\varphi = -19^\circ$ (angle φ_1),
$R = \cos \theta = 0,966$	pour	$\varphi = 0$
$R = 2,19$	pour	$\varphi = 39^\circ 10'$ (maximum R_2 de R),
$R = 0$	pour	$\varphi = \frac{\pi}{2}$.

Nous pouvons ajouter les deux points $\varphi = + 1^\circ$ et $\varphi = 75^\circ$, pour lesquels R est égal à l'unité, c'est-à-dire où F serait égal à F_0 , si la vitesse V_1 était égale à V_0 .

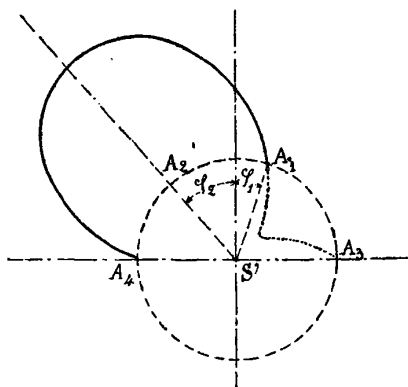


FIG. 6.

La *fig. 7* donne les courbes complètes entre $\varphi = - \pi$ et $\varphi = + \pi$ pour dix combinaisons de valeurs de β et de θ . Elle a été tracée à Cherbourg par M. Radiguer, ingénieur de la Marine, qui a bien voulu me prêter son obligeant concours pendant l'été 1908.

En réduisant les valeurs de R , sur la *fig. 6*, dans le rapport de l'unité à 2,19 (maximum R_2), nous obtenons la courbe pointillée R' de la *fig. 8*, qui représente le rapport de F à P , dans la supposition que le rapport de V_0^3 à V_1^3 est égal à R_2 . Cette hypothèse, aussi plausible qu'une autre et déjà prévue plus haut, est commode pour le calcul du moment de stabilité, parce qu'elle permet de se servir constamment de la formule (4), au lieu de recourir successivement à (4) et (4'), ce qui conduirait, pour la courbe des M , à deux arcs de courbes différentes s'entrecoupant.

En multipliant toutes les ordonnées R' par $\sin \varphi$, nous obtenons une nouvelle courbe, tracée en traits pleins sur la *fig. 8*, qui représente, au coefficient constant P_h près, la valeur du moment de stabilité M correspondant à chaque inclinaison φ .

Sur la courbe des $R' \sin \varphi$, il serait difficile de déterminer avec précision l'angle φ'_2 correspondant au maximum de M . Cet angle se calcule algébriquement en égalant à zéro la dérivée, par rapport à

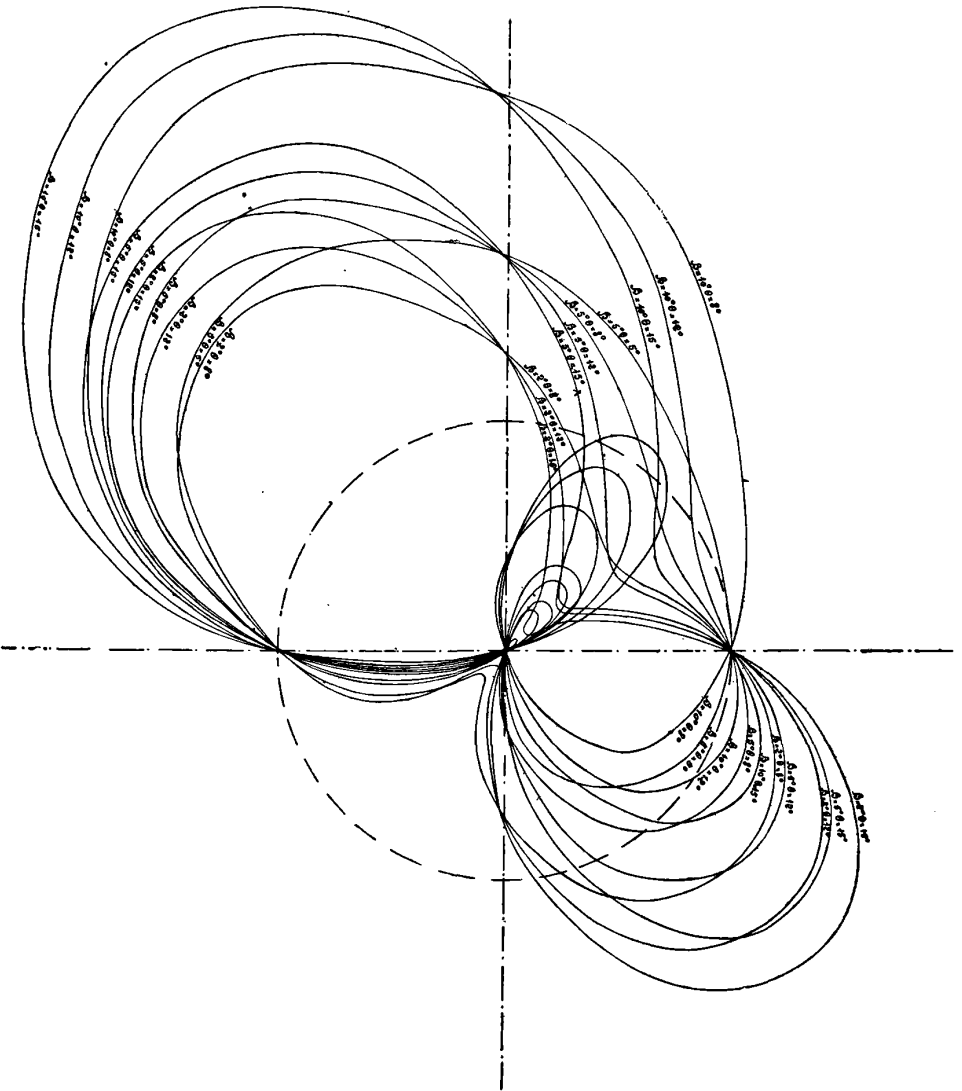


FIG. 7.

		φ_1	φ_2	R_2
$\beta = 2^\circ$	$\theta = 8^\circ$	$14^\circ 20'$	$40^\circ 20'$	2,71
	$\theta = 12^\circ$	$9^\circ 30'$	$41^\circ 55'$	3,68
	$\theta = 15^\circ$	$7^\circ 30'$	$42^\circ 30'$	4,39
$\beta = 5^\circ$	$\theta = 5^\circ$	90°	30°	1,30
	$\theta = 8^\circ$	$38^\circ 5'$	$33^\circ 10'$	1,56
	$\theta = 12^\circ$	$24^\circ 5'$	$37^\circ 50'$	1,93
	$\theta = 15^\circ$	19°	$39^\circ 10'$	2,20
$\beta = 10^\circ$	$\theta = 8^\circ$	90°	$27^\circ 25'$	1,20
	$\theta = 12^\circ$	$55^\circ 35'$	32°	1,36
	$\theta = 15^\circ$	$41^\circ 5'$	$34^\circ 10'$	1,48

φ , de

$$(20) \quad R' \sin \varphi = \frac{1}{2,19} \frac{\sin \theta \cos \varphi \sin \varphi}{\operatorname{tang} \beta} \left(\frac{\operatorname{tang} \beta}{\operatorname{tang} \theta} + \sin \varphi \right).$$

L'équation obtenue, qui est du troisième degré, donne les deux valeurs de φ :

$$\varphi'_1 = -9^{\circ}20' \text{ pour l'inclinaison à droite,}$$

$$\varphi'_2 = 55^{\circ} \text{ pour l'inclinaison à gauche,}$$

dans l'hypothèse $\beta = 5^{\circ}$ et $\theta = 15^{\circ}$.

Les valeurs correspondantes de $R' \sin \varphi$ sont :

$$-0,035 \text{ à droite, } 0,728 \text{ à gauche.}$$

Comme le chavirement se produit **statiquement** sous l'action du moment d'inclinaison qui fait atteindre l'angle de stabilité maximum, les plus grands moments auxquels l'aéroplane puisse résister sont ceux définis par les angles d'inclinaison φ'_1 et φ'_2 et les valeurs correspondantes de $P h R' \sin \varphi$.

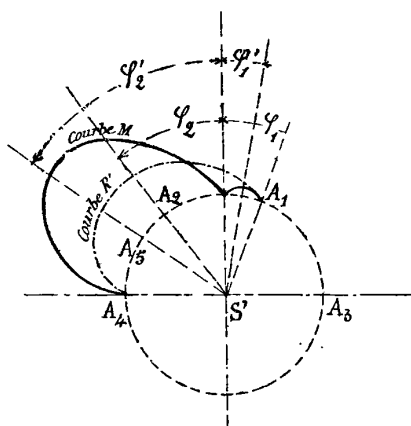


FIG. 8.

Appliquons maintenant à l'aéroplane le principe de la stabilité dynamique, en raison duquel, sur les navires, le chavirement se produit parfois, sous l'action d'un couple d'inclinaison agissant soudainement et imprimant une force vive supérieure au travail résistant que le moment de stabilité peut développer. Le tracé classique de la fig. 9, sur laquelle le moment de stabilité M , ou plutôt $R' \sin \varphi$,

relevé sur la *fig. 8*, est porté en coordonnées rectangulaires, donne, pour conditions de sécurité absolue, que le segment de courbe cMb soit au moins égal au triangle curviligne $aS'b$ sur les deux parties de la courbe $S'A_1$ et $S'A_2$. Les angles limites de stabilité dynamique, déterminés ainsi, sont :

$$\varphi_1'' = -4^\circ 50' \quad \text{et} \quad \varphi_2'' = +29^\circ,$$

notablement inférieurs à φ_1' et à φ_2' . Les valeurs de $R' \sin \varphi$ correspondantes sont :

$$0,0275 \text{ à droite,} \quad 0,4648 \text{ à gauche.}$$

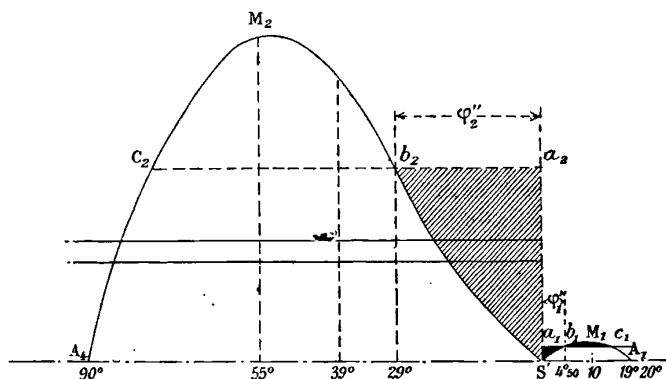


FIG. 9.

Une marge de sécurité réduite à un angle de moins de 5° est déjà inquiétante par elle-même, mais il faut encore remarquer la grande faiblesse des poussées F intervenant dans le moment de stabilité et calculer les inclinaisons auxquelles correspondent les quatre valeurs de $R' \sin \varphi$ ci-dessus, quand le moment est $Ph \sin \varphi$, c'est-à-dire en marche rectiligne. Ces inclinaisons sont :

Pour la limite de stabilité statique,

$$\varphi_1''' = -2^\circ 2', \quad \varphi_2''' = +46^\circ 44',$$

et pour la limite de stabilité dynamique,

$$\varphi_1'''' = 1^\circ 34', \quad \varphi_2'''' = +27^\circ 42'.$$

Le chiffre de $-1^\circ 34'$ montre toute l'importance pratique de la présente étude, au point de vue du danger de chavirement à éviter.

Il faut ajouter encore que les conditions $\beta = 5^\circ$ et $\theta = 15^\circ$, choisies pour exemple, ne sont nullement celles qui conduisent au minimum de stabilité vers l'extérieur de la courbe de giration. Si l'on en juge par le tableau donné page 402 et surtout par celui inscrit en légende sur la figure 7, on voit que l'angle φ_1 diminue lorsque θ augmente ou que β diminue, ce qui était évident sur la *fig. 5*; il peut descendre au-dessous de 19° , et par suite les angles φ_1' , φ_1'' , φ_1''' , φ_1'''' au-dessous des chiffres indiqués ci-dessus. En ce qui concerne les deux derniers de ces quatre angles, une cause de diminution supplémentaire peut résulter d'une valeur de F_1 inférieure à celle prévue, car il n'est nullement démontré que le rapport de V_0^2 à V_1^2 ne soit jamais supérieur à 2,19, c'est-à-dire le rapport de V_0 à V_1 supérieur à 1,479.

Concluons de là qu'un aéroplane disposé de manière à ne prendre aucune inclinaison pendant les girations serait en équilibre absolument instable. Un moment qui, en marche rectiligne, serait capable de lui imprimer une inclinaison d'un à deux degrés tout au plus, suffit, dans certains cas, pour le faire chavirer statiquement à l'extérieur de la trajectoire; dynamiquement, il suffirait même d'un moment moitié moindre. Il sera sage, au seul point de vue de la sécurité, de s'assurer une inclinaison d'une dizaine de degrés à l'intérieur de la courbe de giration. A la hauteur dans l'atmosphère où le vent est régulier, on pourra, sans danger, dépasser de beaucoup ce chiffre; on n'y chavirerait même jamais, sous les angles de 25° à 30° , si l'on avait soin de manœuvrer le gouvernail assez lentement pour éviter l'effet dynamique du moment d'inclinaison.

Le moyen de régler à volonté le sens et la grandeur de l'inclinaison φ consiste dans l'emploi d'un plan vertical de dérive assurant à la résistance latérale, et par suite à la force d'inertie — I, une valeur suffisante, et, au point d'application de la résistance, une hauteur assez grande d au-dessus du centre de gravité.

Le moment d'inclinaison du couple composé des deux forces $I \cos \theta$ et $f \cos \psi$ avec un bras de levier égal à $d \cos \varphi$ est :

$$I d \cos \theta \cos \varphi,$$

égal à celui du couple de stabilité (4). L'égalité, pour le cas où F_1 est inférieure au poids P ,

$$F_1 h \sin \varphi = I d \cos \theta \cos \varphi,$$

donne, pour l'angle d'inclinaison d'équilibre,

$$(21) \quad \text{tang } \varphi = \frac{I \cos \theta}{F_1} \frac{d}{h},$$

expression dans laquelle on dispose librement des deux paramètres h et d , ainsi que de la force centrifuge I , qui dépend de la surface du plan de dérive.

A la vérité, la simple combinaison des deux mouvements, le pivotement de l'aéroplane autour de l'axe vertical passant par le centre de gravité et la translation tangentielle sur la trajectoire, déplace le centre de la poussée de sustentation de manière à produire automatiquement l'inclinaison transversale dans le sens nécessaire à la sécurité. Cet effet a été probablement une cause de sécurité pour quelques aéroplanes défectueux ; non seulement on a eu grand tort en essayant parfois de le combattre, mais il faut de plus regarder, en principe, l'action salutaire du plan de sustentation comme insuffisante. Il faut remarquer, de plus, que cette dernière action manque son effet et devient une cause de chavirement, dans le cas où, près de terre, par suite d'une saute de vent pendant la giration, l'angle θ changerait de sens et passerait en dedans de la trajectoire. L'action du plan vertical établi au-dessus du centre de gravité tend, au contraire, toujours, à augmenter l'angle d'incidence i sur le plan sustentateur.

Les proportions et la position du plan de dérive seront déterminées par les constructeurs après expériences. Pour une même inclinaison à produire, l'emploi d'une petite surface placée haut donnera moins de résistance latérale et fera moins tomber la vitesse V au cours de la giration.

Le plan vertical de dérive est nécessaire à un autre point de vue, celui des qualités giratoires elles-mêmes de l'aéroplane. On s'en rend facilement compte, en considérant le cas extrême d'un aéroplane théorique, composé du plan de sustentation poussé par une hélice, qui ne présenterait aucune résistance latérale à la dérive. Le mouvement du gouvernail barre à droite, par exemple, ferait pivoter l'aéroplane jusqu'à ce que le plan du safran soit dans le plan de la trajectoire, puis tout s'arrêterait là. Comme les hélices n'auraient pas, sur le safran, l'action qu'elles exercent dans l'eau sur le gouvernail des navires à vapeur, comme d'ailleurs la composante horizontale de la pression de l'air sur le plan de l'aéroplane non incliné est restée diri-

gée suivant l'axe, et opposée à la poussée des hélices, comme, en somme, la force centripète fait défaut, il ne peut pas y avoir de giration.

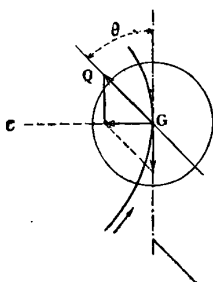


FIG. 10.

Sur un navire, dont la carène serait une surface de révolution autour d'un axe vertical (fig. 10), et qui n'offrirait pas de résistance proprement dite $f \cos (\theta + \psi)$ à la dérive, puisque, dans toutes les orientations et pour toutes les valeurs de θ , la résistance serait tangentielle à la trajectoire, les qualités évolutives seraient très mauvaises, mais il y aurait cependant giration. En effet, dans l'expression (2) de la force centripète, le terme principal en f serait nul, mais il resterait le terme $Q \cos \theta$. Une composante de la poussée de l'hélice formerait force centripète suivant la direction GC. Sur l'aéroplane, il n'y aurait, à produire cet effet, que la très faible partie de la poussée Q correspondant à la diminution de la pression de l'air sur l'aéroplane, quand l'angle d'incidence i passe de la valeur β , à i déterminé par la formule (9) :

$$\sin i = \sin \beta \cos \theta.$$

La fraction de la poussée formant force centripète serait ainsi :

$$Q \cos^2 \theta,$$

au degré d'approximation où nous nous tenons. C'est une force négligeable quand θ est de 15°

En résumé, la sécurité des aéroplanes contre le danger de chavirer pendant les girations est facile à obtenir, sauf dans les évolutions exécutées trop près du sol, c'est-à-dire dans des conditions rappelant celles de la navigation à la voile dans les rivières. Là, dans les virages, il faudra toujours s'en rapporter à l'habileté de

l'homme de barre, pour être bien sûr de ne jamais masquer et de ne pas capoter par l'effet du vent reçu à contre-bord, c'est-à-dire sur la face supérieure du plan sustentateur.

Le plan vertical de dérive, s'il imprime des inclinaisons suffisantes, peut permettre à l'aéroplane de ne descendre que d'une faible hauteur, et, en tout cas, d'une moindre hauteur, pendant les girations. Enfin l'existence d'un plan de dérive peut seule assurer aux aéroplanes une stabilité de route qui semble leur être plus nécessaire encore qu'aux navires. La pratique seule permettra de fixer la proportion et la position de ce plan vertical.

Le plan sustentateur peut, en prenant une inclinaison suffisante vers l'intérieur de la courbe à décrire, tenir lieu de plan vertical de dérive et assurer la giration. C'est en s'inclinant transversalement que les oiseaux évoluent si bien. Le plan vertical a, pour l'aviateur, l'avantage de produire son effet automatiquement et, de plus, celui d'écarter le danger signalé plus haut, d'une pression de l'air exercée, dans les remous de vent, sur la face supérieure du plan sustentateur trop incliné.

SUR QUELQUES EXPÉRIENCES RÉCENTES RELATIVES A L'HYPOTHÈSE DE L'EXISTENCE D'ÉLECTRONS POSITIFS AUX BASSES PRESSIONS DANS CERTAINS TUBES A DÉCHARGES ÉLECTRIQUES (1);

Par M. A. DUFOUR.

1. — HISTORIQUE.

L'an dernier, M. J. Becquerel a publié certaines expériences (2) qu'il a faites dans des tubes à basse pression et qui lui ont permis d'observer un faisceau déviable particulier; il a été conduit à considérer ce faisceau comme pouvant être formé « d'électrons positifs libres, analogues aux électrons négatifs connus, ou du moins possédant un rapport de la charge à la masse du même ordre de grandeur (3) ».

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 2 avril 1909.

(2) J. BECQUEREL, *C. R.*, **146**, 1308; **147**, 121; (1908); *le Radium*, **5**, 193; (1908).

(3) *Le Radium*, **5**, 199 (conclusion); (1908).

Je vais rappeler rapidement ses expériences, en me limitant aux plus nettes.

Les tubes employés par M. J. Becquerel sont de la forme représentée par la *fig. 1*.

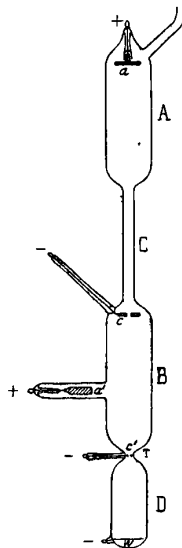


FIG. 1.

Ils comportent deux anodes a et a' , deux cathodes c et c' et un écran de willémite w qui peut être aussi cathode. L'électrode c est formée d'un disque d'aluminium percé d'un trou de 1 millimètre de diamètre; c' est constituée, par exemple, par une boucle de fil de platine de 1^{mm},5 environ de diamètre.

Quand on alimente un pareil tube, vidé à la pression convenable, avec une machine électrostatique par exemple, on obtient différents rayonnements, parmi lesquels M. J. Becquerel considère particulièrement les deux suivants : 1° les rayons cathodiques issus de c vers c' ; 2° le faisceau canal traversant c dans le sens cc' . Si la pression est assez basse (inférieure à 0^{mm},003) et si l'on crée au voisinage et au-dessus de c' un champ magnétique faible perpendiculaire à l'axe du tube, on voit partir de c' dans le sens $c'w$, outre un faisceau-canal immobile et insensible à un champ magnétique faible, un autre faisceau appelé *faisceau positif déviable*, dont la déviation est toujours de sens contraire à celle des rayons cathodiques allant dans la même

direction; c'est ce faisceau positif qui est particulièrement intéressant.

M. J. Becquerel considère ce qui donne naissance à ce faisceau déviable comme pouvant être formé d'électrons positifs. « Ces électrons positifs, dit-il, apparaissent comme le résultat d'une transformation partielle des rayons-canaux ⁽¹⁾ sous l'influence des rayons-cathodiques ⁽²⁾; la présence simultanée de ces deux sortes de rayons est en effet indispensable dans les expériences précédentes ⁽³⁾. » Le signe de leur charge résulte de leur attraction par la cathode secondaire et du sens de leur déviation magnétique; la grande valeur de leur rapport de la charge à la masse, qui leur assigne la qualité d'électrons, est la conséquence de la déviation magnétique considérable qu'ils subissent dans un faible champ. Enfin ce faisceau déviable qui va dans le sens $c'w$, paraît perdre sa charge en franchissant la cathode c' et donne un faisceau insensible désormais au champ magnétique précédent; M. J. Becquerel explique ceci de la façon suivante: « Un résultat remarquable est la rapidité avec laquelle les électrons positifs disparaissent dès qu'ils ne sont plus au milieu des rayons cathodiques. En dehors d'une atmosphère relativement dense d'électrons négatifs, nécessaire pour les arracher aux rayons-canaux, les électrons positifs semblent donc n'avoir qu'un très petit parcours libre ⁽³⁾. »

Les interprétations précédentes ont été critiquées par M. Bestelmeyer ⁽⁴⁾ et par M. Moulin ⁽⁵⁾. Malgré les réponses faites à ces observations par M. J. Becquerel ⁽⁶⁾, la question n'était pas éclaircie; il fallait faire de nouvelles expériences sur ce sujet.

De plus, on sait que les phénomènes de Zeeman positifs ont conduit M. J. Becquerel à utiliser, pour leur explication, l'hypothèse de l'existence d'électrons positifs dans les atomes, en plus des électrons négatifs déjà connus; cette hypothèse ne me paraît pas encore s'introduire nécessairement dans l'explication de ces phénomènes peut-être très compliqués. Mais si vraiment M. J. Becquerel avait trouvé un faisceau d'électrons positifs libres dans les tubes à vide,

(1) Ce sont les rayons-canaux ayant traversé la cathode principale c dans le sens cc' .

(2) Ce sont les rayons cathodiques émis par la cathode c dans le même sens cc' .

(3) J. BECQUEREL, *le Radium*, 5, 199, paragraphe 5; (1908).

(4) BESTELMEYER, *Physikalische Zeitschrift*, 9, n° 16, 541; (1908).

(5) MOULIN, *le Radium*, 6, 44 (1909).

(6) J. BECQUEREL, *le Radium*, 5, 329; (1908); et 6, 45; (1909).

il devenait alors probable pour moi que leur considération devait intervenir dans les théories des phénomènes optiques, en particulier dans celle des phénomènes de Zeeman longitudinaux positifs, que j'ai découverts, comme on sait, dans le cas des vapeurs. Ceci explique pourquoi j'ai été amené à reprendre les expériences de M. J. Becquerel sur le faisceau positif déviable qu'il a obtenu dans ses tubes; j'ai voulu voir si l'hypothèse des électrons positifs libres était nécessaire pour expliquer les propriétés de ce faisceau déviable. On trouvera les éléments de cette discussion dans les *Comptes Rendus* (1); je vais donner ici le détail de mes expériences. Afin de fixer les idées, je donne tout de suite ma conclusion qui est la suivante :

Le faisceau positif déviable, attribué par M. J. Becquerel à des électrons positifs, est assimilable à un afflux secondaire, de la nature de ceux signalés depuis longtemps par M. Villard (2), et qui est prolongé dans l'ampoule D par un faisceau-canal.

II. — DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL.

Les tubes que j'ai employés sont aussi représentés par la *fig. 1*, bien qu'ils ne soient pas de la forme la plus heureuse pour atteindre le but souhaité. En effet, si, comme l'indique M. J. Becquerel, les rayons-canaux traversant *c* dans le sens *cc'* sont nécessaires à la formation du faisceau positif déviable, il aurait fallu non pas rétrécir le tube dans la région C comme l'indique la figure, en lui donnant à cet endroit un diamètre de 6 millimètres environ, mais au contraire le faire très large afin que l'afflux venant de A vers *c* soit nourri pour que le faisceau-canal traversant *c* dans le sens *cc'* soit intense. Quoi qu'il en soit, j'ai voulu d'abord opérer dans des conditions aussi identiques que possible à celles dans lesquelles M. J. Becquerel s'était placé.

Ces tubes ont été reliés à une trompe à mercure ordinaire, munie d'une jauge pour mesurer les pressions; j'ai fait moi-même la graduation de la jauge afin d'être sûr de ses indications. Comme d'habitude, la trompe était garnie d'un desséchant (anhydride phosphorique) dans l'état neuf convenable pour assurer la dessiccation de

(1) A. DUFOUR, *C. R.*, 148, 481; — J. BECQUEREL, *C. R.*, 148, 546; — A. DUFOUR, *C. R.*, 148, 622; (1909).

(2) VILLARD, *les Rayons cathodiques*, 1^{re} éd., p. 97; (1900) (Collection *Scientia*).

l'ensemble. Quand le vide avancé était obtenu, on chauffait fortement le tube et on le faisait fonctionner afin de le débarrasser des gaz et de la vapeur d'eau retenus par les parois et les électrodes. Un osmorégulateur Villard, en platine, permettait de faire entrer dans l'appareil de l'hydrogène pur et sec.

N'ayant pas de machine électrostatique à huit plateaux à ma disposition, je l'ai remplacée par un dispositif équivalent au point de vue de la constance du potentiel et quelquefois supérieur pour la puissance disponible. C'est le montage indiqué par M. Villard, il y a quelques années, et qui est le suivant : on alimente le tube par un condensateur de grande capacité chargé à haut potentiel et dont le débit est réglé par deux résistances liquides; le condensateur est chargé par une bobine d'induction munie d'un interrupteur Wehnelt; deux soupapes Villard en série entre le secondaire de la bobine et le condensateur laissent passer le courant de charge du condensateur et empêchent la décharge de ce dernier au travers du secondaire de la bobine. La capacité employée était suffisante pour que le tube fonctionne pendant plus d'une minute sans qu'on ait besoin de recharger le condensateur; ce sont donc de très bonnes conditions de fonctionnement⁽¹⁾.

III. — DESCRIPTION DES EXPÉRIENCES.

Expériences préliminaires. — J'ai d'abord répété les expériences mêmes de M. J. Becquerel, et j'ai constaté les résultats expérimentaux qu'il a annoncés. En particulier, quand la pression est assez basse, et quand on crée un champ magnétique perpendiculaire à l'axe du tube, au voisinage et au-dessus de c' , on observe l'apparition et la déviation dans le sens voulu, contraire à celle des rayons

(1) A titre de renseignement, voici les dimensions du condensateur employé. Il était formé de six condensateurs plans faits chacun d'une feuille de verre ordinaire ($105^{\text{cm}} \times 70^{\text{cm}} \times 0^{\text{mm}},37$) recouverte sur ses deux faces de feuilles de papier d'étain ($80^{\text{cm}} \times 50^{\text{cm}}$) collées au suif. Ces condensateurs plans étaient réunis deux à deux en cascade, les trois cascades obtenues étant groupées en parallèle. La capacité de la batterie ainsi constituée était de l'ordre du centième de microfarad. Le voltage supporté sans danger par cette batterie correspondait à une étincelle d'une dizaine de centimètres de longueur entre boules. C'est un voltage bien supérieur à celui qu'exigeait le fonctionnement du tube. Les résistances liquides en série avec le tube et la batterie étaient formées de deux colonnes d'alcool éthylique à 96° ayant chacune une soixantaine de centimètres de longueur et un diamètre de 5 millimètres environ.

cathodiques issus de c , du faisceau positif déviable dans l'ampoule D. On voit aussi un faisceau-canal sortant de c' dans l'ampoule D et qui reste pratiquement immobile. L'écran de willémité w n'est pas d'ailleurs nécessaire; il est plutôt gênant, car il dégage des gaz et peut rendre les mesures de pression illusoires; il est bien plus sûr et aussi commode d'observer directement le faisceau dans le gaz de l'ampoule D ou la tache jaune orangé qu'il donne sur le verre.

Le seul point sur lequel je sois en désaccord avec M. J. Becquerel, c'est sur les valeurs numériques des pressions. Il trouve que le faisceau positif déviable apparaît au voisinage d'une pression de $0^{\text{mm}},003$ et qu'il est le plus marqué vers le millièème de millimètre. Je trouve dans mes expériences, faites avec des tubes pareils à ceux qu'il décrit, que le faisceau positif déviable se montre à une pression de l'ordre de $0^{\text{mm}},03$ et qu'il est le plus marqué vers la pression du centième de millimètre. J'ai tout de même opéré aux basses pressions indiquées par M. J. Becquerel; le fonctionnement du tube dans ces conditions est d'ailleurs très dangereux pour sa conservation.

Discussion. — Il y a deux points importants dans l'explication des propriétés et de la formation du faisceau positif déviable donnée par M. J. Becquerel :

1° Il attribue sa déviation à l'action du champ magnétique créé au voisinage de c' sur les électrons positifs qui le constituent ;

2° Ces électrons positifs seraient dus à l'action des rayons cathodiques émis par c dans l'ampoule B, sur les rayons-canaux ayant traversé c dans le sens cc' .

Ce sont ces deux points que nous allons étudier expérimentalement.

I. La déviation du faisceau positif déviable n'est pas due à l'action qu'il peut subir du champ magnétique. — 1° S'il était vrai que la déviation de ce faisceau fût due au champ magnétique qu'on crée au voisinage de c' , elle devrait varier avec l'intensité de ce champ, toutes choses égales d'ailleurs, c'est-à-dire la déviation des rayons cathodiques issus de c restant la même.

J'ai fait alors l'expérience suivante (*fig. 2*): au lieu de faire agir le petit aimant au voisinage de c' , ce qui amène le faisceau catho-

dique en T sur le verre, on le fait agir près de la cathode c , de manière à amener le faisceau cathodique (marqué en trait plein) à la même place T que précédemment. Il est évident que le champ magnétique en c' est beaucoup plus faible dans le second cas que dans le premier. On constate pourtant dans les deux cas la même déviation du faisceau positif (marqué en trait pointillé). C'est donc que cette déviation ne dépend pas de l'intensité du champ vers c' .

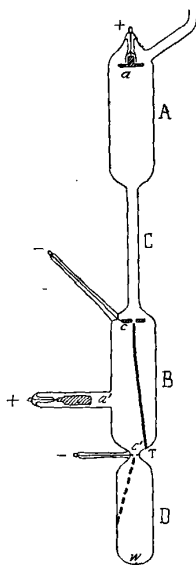


FIG. 2.

2° On peut aussi montrer qu'elle ne dépend même pas du sens du champ près de c' , pourvu que la région T d'arrivée des rayons cathodiques soit toujours au même endroit. Dans l'expérience précédente, le champ avait un même sens de c jusqu'à w , et l'on observait une déviation du faisceau positif à gauche par exemple, dans l'ampoule D (fig. 2). Si l'on change le sens du champ dans la région voisine de c' , là où se forment les électrons positifs, ils doivent donner dans D un faisceau dévié maintenant à droite, même si la tache T reste à la même place. Pour opérer dans ces conditions, on crée dans la région ca' un champ de même sens que dans l'expérience précédente et dans la région $a'c'$ un champ de sens contraire (1)

(1) Il est plus commode et plus correct de se servir d'électro-aimants plutôt que d'aimants.

et par tâtonnements on arrive à maintenir à la même place T la région d'arrivée des rayons cathodiques sur le verre (fig. 3).

On voit sur la fig. 3 la trajectoire schématique des rayons cathodiques issus de c (trait plein) : sa courbure change de sens avec celui du champ. On doit s'attendre à voir la déviation du faisceau positif dans D se faire vers la droite. On trouve expérimentalement qu'elle se fait vers la gauche (trait pointillé), comme si le champ magnétique n'avait pas changé de sens près de c' . Donc, si la tache T reste à la même place, la déviation du faisceau positif reste identique, même si l'on change le sens du champ où il se trouve.

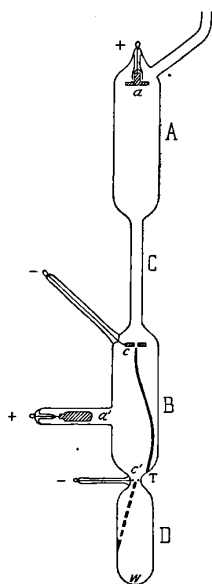


FIG. 3.

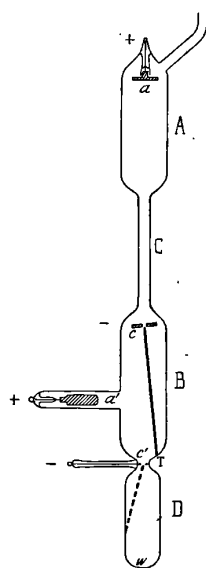


FIG. 4.

Il en résulte que la cause de la déviation du faisceau positif n'est pas dans l'action du champ magnétique sur les électrons positifs hypothétiques qui le constituent, mais dans la place de la tache T sur le verre. L'expérience suivante le montre nettement.

3° Il suffira en effet d'amener, par un moyen quelconque, cette tache T à se faire à cette même place, pour observer la même déviation du faisceau positif.

A cet effet on peut, en l'absence de tout champ magnétique,

faire tourner la cathode c autour d'un axe contenu dans son plan et perpendiculaire à l'axe du tube, jusqu'à ce que les rayons cathodiques, toujours émis normalement par la cathode et tournant avec elle, viennent frapper en T la paroi voisine de c' (fig. 4). A ce moment, on constate l'existence du faisceau positif et sa même déviation que précédemment. Quand on fait osciller la cathode, la tache T passe d'un côté à l'autre de c' et le faisceau positif suit ses déplacements, en pivotant autour de c' .

En résumé, c'est la position de la tache T sur la paroi de verre près de c' qui définit la direction du faisceau positif déviable.

II. Le faisceau-canal qui traverse c dans le sens cc' est inutile à la formation du faisceau positif déviable. — D'après M. J. Becquerel, les rayons-canaux venant de la cathode c vers c' sont indispensables à la formation du faisceau positif déviable. Voici ce qu'il dit à ce sujet: « D'autre part, les rayons-canaux ayant traversé la cathode principale c jouent également un rôle fondamental, car la suppression de l'afflux venant de A, ou une trop grande diminution de cet afflux entraîne la disparition du faisceau positif déviable⁽¹⁾ ». Mais M. J. Becquerel ne décrit pas les expériences qu'il a faites dans ce but.

A priori, on peut douter que les rayons-canaux venant de c jouent un rôle dans la formation du faisceau positif; j'ai déjà dit plus haut que la forme du tube choisie par M. J. Becquerel a pour effet de réduire presque à rien le faisceau-canal qui traverse c . L'expérience va justifier cette dernière opinion.

1° J'ai isolé l'électrode a ; je l'ai aussi reliée à la cathode c ; dans les deux cas, surtout dans le second, l'afflux venant de l'ampoule A vers c a été supprimé. Cela n'empêche que j'ai quand même obtenu le faisceau positif déviable ainsi que ses déviations, comme précédemment;

2° J'ai obturé par un petit écran en platine le trou de la cathode c ; il est alors hors de doute qu'il n'y a plus de faisceau-canal provenant de cette électrode. J'ai constaté encore l'existence du faisceau positif et ses déviations quand la tache T se déplace;

3° Il en résulte alors que, dans les tubes de M. J. Becquerel, toute

(1) J. BECQUEREL, *Le Radium*, 5, 197, 2° colonne; (1908).

la partie AC est inutile et peut être supprimée sans inconvénient. L'expérience justifie pleinement cette conséquence.

J'ai fait quelques tubes dans lesquels j'ai conservé seulement la cathode *c pleine*, l'anode *a'* et la cathode auxiliaire *c'*. Dans tous j'ai obtenu le faisceau de M. J. Becquerel. La *fig. 5* représente l'un des modèles employés : la cathode *c*, pleine, est ici concave pour concentrer un peu les rayons cathodiques dans l'orifice *o* ; on crée

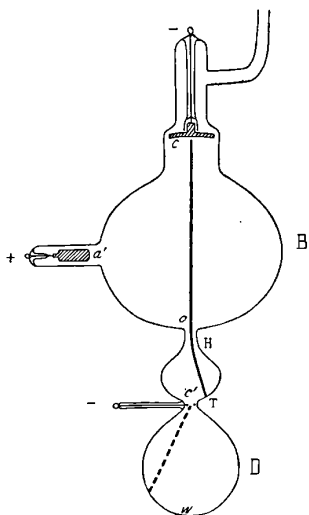


FIG. 5.

dans la région étroite H un faible champ magnétique qui envoie les rayons cathodiques en T, par exemple ; on observe aussi dans la boule inférieure D le faisceau positif déviable représenté ici en pointillé, dévié par conséquent en sens inverse des rayons cathodiques et pivotant autour de *c'* quand T se déplace.

En résumé, le faisceau-canal issu de c n'intervient en aucune façon dans la formation du faisceau positif déviable.

IV. — CONCLUSION.

Qu'est-ce donc que ce faisceau positif déviable ?

M. J. Becquerel l'avait attribué à des électrons positifs libres, au moins au-dessus de *c'*, puisque ce faisceau, attiré par une cathode,

pouvait subir, d'après lui, une déviation magnétique considérable dans un champ relativement faible. Cette opinion est inexacte, puisque j'ai montré que cette déviation n'était nullement un effet direct du champ sur le faisceau positif considéré.

Or M. J. Becquerel a lui-même observé que le faisceau devient insensible au champ, après qu'il a traversé une cathode, et qu'il est alors pour ainsi dire déchargé; de plus il donne, sur les parois de verre qu'il rencontre, une tache jaune orangé.

La première propriété appartient aux afflux de M. Villard, la seconde fait penser aux rayons-canaux. Il suffit alors de se reporter au livre de M. Villard sur *les Rayons cathodiques* pour y trouver la solution de la question. On lit, en effet, à la page 97 de la première édition de cet ouvrage: « ... Dans l'appareil précédent..., dévions les faisceaux cathodiques au moyen d'un aimant, jusqu'à les amener loin des trous du diaphragme et jusque sur la paroi de verre, où leurs points d'impact sont plus aisés à reconnaître. Nous constaterons alors qu'un nouvel afflux se forme et arrive à la cathode en face de chacun de ces points d'impact, comme partant de chacun de ces points... » L'explication des observations de M. J. Becquerel s'en déduit immédiatement, et nous sommes donc conduit à la conclusion suivante :

Le faisceau positif déviable, attribué par M. J. Becquerel à des électrons positifs libres, n'est qu'un afflux secondaire, prolongé dans le tube D par un faisceau-canal.

Il est à présumer que cet afflux secondaire est formé par les ions positifs produits dans le gaz à l'endroit de la tache T, sous l'influence des rayons cathodiques qui viennent frapper la paroi, probablement à cause des rayons X, par exemple, qui résultent de l'arrêt brusque des corpuscules cathodiques.

On conçoit aussi pourquoi ce phénomène ne se produit qu'au-dessous d'une certaine pression : celle à partir de laquelle les rayons cathodiques arrivent en T avec une énergie suffisante.

Les phénomènes observés par M. J. Becquerel n'exigent donc pas la considération d'électrons positifs et sont ramenés aux propriétés connues des afflux.

En résumé, on ne connaît pas encore d'expériences dans lesquelles on ait constaté directement l'existence d'électrons positifs libres; les quelques expériences où l'on a cru en rencontrer, jusqu'à présent, n'ont pas résisté à une étude plus complète.

Tandis que l'introduction des électrons négatifs dans les théories des phénomènes optiques est appuyée par de nombreux faits expérimentaux relatifs aux rayons cathodiques, il n'en est pas encore de même pour l'hypothèse de l'existence des électrons positifs. Il est donc permis de s'étonner du reproche adressé par M. J. Becquerel à quelques physiciens, de « manifester contre cette hypothèse une aversion souvent injustifiée, quelquefois fondée sur d'importantes idées théoriques, mais dans tous les cas ne reposant sur aucune base expérimentale (1) ». A mon avis, la base expérimentale qui manque vraiment est, tout au contraire, justement celle que M. J. Becquerel avait cru apporter en faveur des électrons positifs par ses expériences faites dans les tubes à basse pression. On a évidemment le droit d'utiliser cette hypothèse, déjà ancienne d'ailleurs, de l'existence d'électrons positifs; mais il ne faut pas perdre de vue, que, jusqu'à présent, elle n'est appuyée sur aucune constatation expérimentale *directe* d'électrons positif libres.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES PROPRIÉTÉS ÉLECTRO-OPTIQUES DES LIQUEURS MIXTES ;

Par M. J. CHAUDIER.

Certains milieux hétérogènes, formés par des liquides renfermant des particules solides en suspension, produisent des modifications sur la lumière qui les traverse, lorsque ces milieux sont placés dans un champ magnétique uniforme normal à la direction des rayons lumineux.

M. Majorana (2) a découvert en 1902 que diverses solutions colloïdales d'hydroxyde ferrique, et particulièrement la préparation pharmaceutique connue sous le nom de fer Bravais, présentaient dans un champ magnétique une biréfringence souvent accompagnée de dichroïsme. M. Schmauss (3) et surtout MM. Cotton et Mouton (4) qui ont étudié ces phénomènes, ont montré que les solutions actives

(1) J. BECQUEREL, *le Radium*, 5, 361; (1908).

(2) MAJORANA, *Rendiconti dei Lincei*, vol. XI, 1^{er} semestre 1902, p. 374, 463, 531, et 2^o semestre, p. 90, 139.

(3) A. SCHMAUSS, *Drude's Annales*, t. XII, 1903, p. 186.

(4) A. COTTON et MOUTON, *Comptes Rendus*, t. CXLI, 1905, p. 317 et 349; *Annales de Chimie et de Physique*, 8^e série, t. XI, 1907, p. 145 et 289.

étaient des solutions colloïdales et que les propriétés magnéto-optiques de ces liqueurs étaient dues à une orientation par le champ des particules ultramicroscopiques en suspension dans ces liqueurs.

Au début de 1903, M. Meslin ⁽¹⁾ a constaté que les *liqueurs mixtes* constituées par l'association d'un liquide et de particules *crystallines* en suspension, placées dans un champ magnétique ou électrique uniformes, ou même simplement sous l'action de la pesanteur, absorbaient inégalement les deux composantes de la lumière qui vibrent parallèlement et perpendiculairement au champ.

Les liqueurs mixtes employées par M. Meslin ont présenté de nombreux cas de dichroïsme, mais pas de biréfringence magnétique; un seul cas de biréfringence électrique a été observé par ce physicien, avec la liqueur formée par l'hélianthine et le sulfure de carbone.

Je me suis proposé, dans ces recherches, d'étudier d'abord les propriétés optiques des liqueurs mixtes placées dans un champ électrique uniforme. En employant des liqueurs à particules cristallines *très petites*, mais de dimensions finies, j'ai pu constater que la biréfringence électrique était un phénomène général commun à un grand nombre de liqueurs, et non pas seulement le résultat d'une association fortuite.

J'ai repris ensuite l'étude, dans un champ magnétique et dans le champ de la pesanteur, des liqueurs actives dans le champ électrique, et, les mesures effectuées dans ces différents cas m'ont permis d'établir des lois très générales relatives aux liqueurs mixtes soumises à l'action d'un *champ uniforme quelconque*.

I. — DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL.

a) *Préparation des liqueurs*. — Afin d'obtenir des liqueurs mixtes à particules aussi semblables que possible, la substance cristalline préalablement pulvérisée était passée à travers des tamis à mailles de plus en plus étroites; dans les expériences comparatives effectuées sur des liqueurs dérivant d'un même solide, chaque liqueur était constituée par l'association d'un même poids de poussière très fine ainsi obtenue à un même volume de liquide, car le phénomène dépend du nombre de particules qui est proportionnel à leur poids et du milieu ambiant qui intervient seulement par le volume qu'il occupe.

(1) G. MESLIN, *Comptes Rendus*, t. CXXXVI, 1903, p. 188, 930, 1059, 1305, 1438, 1641, et t. CXXXVII, p. 247.

Les liqueurs étudiées étaient contenues dans des cuves en verre de forme parallépipédique et d'épaisseur variable ; je n'ai employé que des cuves ne présentant pas de biréfringence appréciable.

b) *Dispositif électrique.* — Dès le début de mes recherches, j'ai constaté que les champs électriques intenses produisaient une vive agitation des particules, nuisible à la netteté du phénomène et qu'une assez faible différence de potentiel entre les plateaux était suffisante pour obtenir l'effet maximum, j'ai renoncé à l'emploi des machines électrostatiques pour me servir de la bobine d'induction d'un maniement plus commode. Les phénomènes observés étaient indépendants du sens du champ, comme l'avaient démontré des expériences préliminaires et n'étaient pas affectés par les renversements alternatifs du courant primaire. Les bornes du secondaire étaient en communication avec les deux plateaux d'un condensateur orientés parallèlement à la direction des rayons lumineux ; la cuve en verre, renfermant la liqueur, isolée sur une petite lame d'ébonite fixée à l'extrémité d'une colonne de diélectrine, était disposée entre les plateaux. On faisait varier à volonté la différence de potentiel des plateaux en les réunissant aux deux sphères d'un micromètre à étincelles, entre lesquelles jaillissait un flux continu d'étincelles.

c) *Dispositif optique.* — Pour observer avec netteté les apparences du phénomène, il était nécessaire d'employer une source de lumière très intense : j'ai utilisé généralement les rayons solaires sur le trajet desquels je plaçais un écran en porcelaine dépolie plus ou moins opaque, de façon à modérer l'éclat de la lumière, si la liqueur étudiée était transparente, mais surtout pour détruire la polarisation apportée par le faisceau lumineux ou provenant de sa réflexion sur le miroir de l'héliostat.

Observation et mesure du dichroïsme. — J'ai fait usage du polariscope à biquartz de Soleil à cause de sa grande sensibilité en lumière blanche. Cet appareil n'est autre qu'un polariscope à lunules d'Arago, dans lequel la plaque de cristal de roche est remplacée par une lame de quartz à deux rotations dont l'analyseur biréfringent donne deux images. Lorsque cet analyseur est à 45° de la direction du champ, les deux images du biquartz sont telles que les demi-disques internes présentent la même coloration et les demi-disques externes présentent la teinte complémentaire. Avec ce polariscope, lorsqu'on observe le dichroïsme d'une plaque de quartz enfumée dont l'axe fait un angle de 45° avec l'analyseur, les demi-disques internes sont co-

lorés en rose; le quartz étant un cristal à dichroïsme positif, nous dirons qu'une liqueur mixte est douée de dichroïsme positif si les deux demi-disques externes du polariscope sont roses, et qu'elle est douée du dichroïsme négatif si les deux demi-disques externes sont verts.

Cela posé, le dispositif employé dans l'observation du dichroïsme électrique est le suivant (*fig. 1*): la lumière solaire S, dirigée horizontalement suivant l'axe du condensateur, est reçue sur l'écran E en porcelaine dépolie, puis elle traverse une cuve C qui contient la liqueur mixte; à la sortie de la cuve, elle est examinée au polariscope P. Le champ électrique est uniforme et normal aux plateaux D et D', il est produit par la bobine d'induction B; la différence de potentiel aux bornes, et par suite, entre les plateaux réunis à ces bornes par de gros fils de cuivre, est donnée par un micromètre à étincelles M.

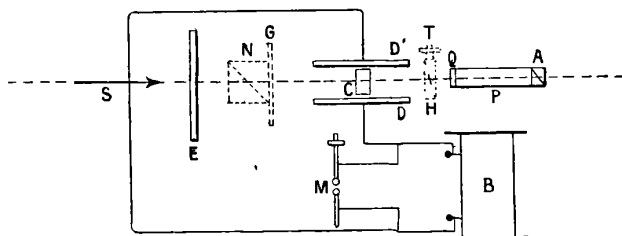


FIG. 1.

Avant d'exciter le champ, on doit d'abord examiner s'il y a production ou non de dichroïsme sous l'action du champ de la pesanteur (dichroïsme spontané de M. Meslin) et noter le signe de ce dichroïsme, puis, après agitation de la liqueur, on lance le courant et l'on observe le signe du dichroïsme électrique.

Il arrive quelquefois que les deux dichroïsmes sont affectés du même signe; ce cas, très rare dans le champ électrique, mais plus fréquent dans le champ magnétique, est caractérisé par une augmentation d'intensité des couleurs des lunules du polariscope.

Si la lumière qui traverse la liqueur est polarisée rectilignement, le plan de polarisation éprouve une rotation analogue à la rotation bimagnétique découverte par M. Majorana, et l'effet du champ électrique est maximum, quand la lumière incidente est polarisée à 45° des lignes de force du champ. Les deux composantes principales sont alors égales à leur entrée dans la liqueur mixte: la lunule supérieure

du polariscope présente sur ses deux moitiés une seule teinte, la teinte sensible, et la lunule inférieure aussi une teinte uniforme complémentaire de la précédente. Mais, en traversant la liqueur, les deux composantes subissent d'inégales modifications et les deux moitiés de chaque lunule prennent une teinte différente. Soit un nicol N à monture graduée G disposé avant la cuve C et tracé en pointillé sur la *fig. 1* ; il polarise la lumière à 45° ; on peut, en tournant une alidade mobile devant la graduation et fixée au nicol, annuler l'effet du dichroïsme par une rotation convenable, il suffit de tourner le polariseur jusqu'à ce que les deux images du polariscope reprennent leur coloration uniforme primitive.

Cette apparence indique que les composantes, inégales à l'origine, mais modifiées par leur passage à travers la liqueur, sont devenues égales à leur sortie.

Désignons par α le nouvel angle du polariseur avec le champ ; sous l'influence des forces électriques, le plan de rotation a tourné d'un angle $\omega = \pm (\alpha - 45)$. Cet angle, d'ailleurs très petit, est proportionnel à la modification subie par les deux composantes principales et sert de mesure au dichroïsme des liqueurs actives.

Observation et mesure de la biréfringence. — La biréfringence électrique des liqueurs mixtes est en général très faible ; le procédé le plus simple pour le mettre en évidence consiste à employer la lumière polarisée rectilignement et à analyser le faisceau lumineux émergent qui est polarisé elliptiquement, si le milieu traversé par la lumière est doué de biréfringence ; la précision de la mesure dépend de la sensibilité de l'analyseur.

J'ai employé un polariscope de Bravais dont la double lame de mica était d'une épaisseur 2λ en lumière monochromatique du sodium ; les axes des deux lames étaient respectivement parallèle et perpendiculaire à la ligne de séparation placée horizontalement ; vue à travers un polariseur et un analyseur croisés, une telle lame présente la teinte sensible d'intensité maxima lorsque la lumière incidente est polarisée à 45° ; la teinte sensible observée est celle qui termine le deuxième ordre des anneaux de Newton, elle est préférable à la teinte sensible obtenue avec une lame de mica d'une épaisseur de λ jaune qui termine le premier ordre des anneaux, lorsque la liqueur étudiée est un peu opaque.

La lumière incidente était polarisée à 45° par un gros nicol à monture graduée ; après avoir traversé la liqueur, elle était reçue sur le

polariscope dont les deux moitiés de la double lame de mica prenaient une teinte différente si la lumière émergente était polarisée elliptiquement.

Cet appareil permet de mettre en évidence des retards de $\frac{1}{300}$ de λ jaune; il est en effet sensible à un déplacement de quatre divisions du tambour du compensateur décrit plus loin, c'est-à-dire qu'il décele des retards de :

$$\frac{4}{100} \frac{\lambda}{13} = \frac{\lambda}{325}$$

Le polariscope de Bravais ne fournit que des indications qualitatives sur l'état de polarisation de la lumière; c'est au moyen du compensateur à teintes plates, imaginé aussi par Bravais, que j'ai mesuré le retard des deux composantes principales. J'ai gradué soigneusement le compensateur, et j'ai trouvé qu'un déplacement de 13 divisions de la lame mobile du compensateur introduisait un retard de λ jaune. Comme une division du compensateur correspond à un tour complet du tambour, et comme le tambour est divisé en 100 parties égales, il serait possible d'apprécier un retard de $\frac{\lambda}{1300}$, mais expérimentalement une telle approximation est illusoire, car le polariscope ne peut évaluer un retard inférieur à $\frac{\lambda}{300}$.

Le dispositif employé pour la mesure de la biréfringence est analogue au dispositif employé pour la mesure du dichroïsme (fig. 1). Il suffit de remplacer le polariscope à biquartz P par le polariscope à teinte sensible P' et d'interposer normalement au faisceau lumineux le compensateur de Bravais T H dessiné en pointillé sur le schéma précédent. Ce compensateur est orienté de façon que son axe soit parallèle au champ.

Si la liqueur mixte est biréfringente, c'est-à-dire si les deux composantes principales de la lumière subissent par leur passage à travers la liqueur des retards inégaux, les demi-lames du polariscope prennent des colorations différentes : la moitié supérieure est rouge et la moitié inférieure est bleue quand la composante parallèle au champ prend un retard sur la composante perpendiculaire; par analogie avec les propriétés semblables d'une lame cristalline uniaxe parallèle à l'axe, nous dirons que la biréfringence est *positive*; la

biréfringence *négative* sera caractérisée par une disposition inverse des couleurs du bilame.

Pour mesurer le retard on déplace la lame mobile du compensateur jusqu'à ce qu'on ait ramené l'uniformité des teintes; soit n le nombre de divisions dont s'est déplacé le tambour, le retard δ est donné par la relation :

$$\delta = \frac{n\lambda}{1300}.$$

REMARQUE. — La biréfringence comme le dichroïsme ne se produisent pas instantanément; un certain temps, quelques secondes avec les champs peu intenses, est nécessaire pour que ces phénomènes apparaissent, progressent et atteignent leur maximum d'intensité.

Si l'on admet que l'action du champ électrique est purement directe, on peut attribuer ce retard au temps employé par les particules en suspension pour pivoter autour de leur centre de gravité et s'orienter selon les lignes de force du champ. Après la suppression du champ, la disparition du phénomène n'est pas immédiate et suit en sens inverse les phases de l'apparition.

Par ce caractère, ces phénomènes électro-optiques se différencient nettement du phénomène de Kerr qui est instantané; ils paraissent aussi différer du phénomène également instantané découvert par M. Majorana; mais, dans ce dernier cas, la différence n'est qu'apparente, car la vitesse d'orientation des particules ultramicroscopiques peut être très grande et par suite difficilement appréciable.

II. — DICHROÏSME ÉLECTRIQUE.

1° *Liqueurs actives.* — Après avoir étudié un grand nombre de liqueurs mixtes, j'ai reconnu que les liquides à faible constante diélectrique (généralement inférieure à 8) étaient seuls susceptibles de former des groupements actifs; il en résulte que beaucoup de liqueurs actives dans le champ magnétique sont inactives dans le champ électrique, par suite de la trop grande conductibilité du constituant liquide.

Ainsi les alcools, les aldéhydes et les acétones, les acides, les bases et l'eau ne pourront être utilisés comme constituants des liqueurs actives dans le champ électrique.

Les liquides actifs sont des composés organiques; la plupart ne

renferment pas d'oxygène et appartiennent à la famille des carbures d'hydrogène gras ou aromatiques. Ils sont énumérés dans le tableau ci-dessous avec leur constante diélectrique moyenne.

Liquides actifs	Constante diélectrique	
Sulfure de carbone.		
Cinnamène.		
Pseudo-cumène.		
Benzène.	} Voisine de 2, mais légèrement variable avec l'origine des produits, toujours inférieure à 3.	
Toluène.		
Xylène.		
Térébène.		
Tétrachlorure de carbone.		
Pétrole oriflamme.		
Ether de pétrole à 65°.		
Huile de vaseline.		
Huile d'olive.....		3,1
Ether sulfurique.....		4,8
Acétate d'amyle.....	5,2	
Aniline.....	7,2	

Les solides actifs présentent, sans exception, une structure cristalline. Les poudres amorphes et les substances qui cristallisent dans le système cubique, associées aux divers liquides actifs, n'ont jamais présenté de dichroïsme électrique.

Il semble donc que la production du phénomène soit liée à une dissymétrie de la particule solide.

Il ne paraît pas d'ailleurs exister de relation directe entre les caractères *chimiques* des substances associées et le signe du dichroïsme électrique. Ainsi on trouve des résultats différents quand on forme des liqueurs mixtes avec un même liquide (sulfure de carbone) et des sels dérivés d'un même acide (benzoate de chaux, benzoate d'ammoniaque), ou des sels renfermant le même métal (carbonate de potasse, citrate de potasse); les liquides isomères (benzène, cinnamène) associés à un même solide (citrate de potasse) présentent également des dichroïsmes de signe contraire.

Le phénomène semble essentiellement dépendre de la forme et des dimensions des particules cristallines, de leur indice par rapport au milieu où elles sont disséminées et, d'une façon générale, de leur constitution *physique*.

Parmi les solides actifs, j'ai rejeté ceux qui présentaient le dichroïsme à un degré faible, et j'ai seulement retenu les solides qui formaient plusieurs associations actives à dichroïsme nette-

ment observable (1). Je me bornerai dans cet exposé à citer les substances les plus importantes, qui forment des liqueurs actives avec tous les liquides énumérés précédemment.

2° *Recherches qualitatives.* — Les résultats de ces recherches sont réunies dans le tableau I. La première colonne de ce tableau contient les divers liquides rangés d'après la grandeur de leur indice; dans les colonnes suivantes sont inscrites les substances cristallisées actives ainsi que leurs indices principaux ou les limites supérieures et inférieures de leurs indices, limites déterminées par la méthode de Beck, puis les signes du dichroïsme spontané (DS) et du dichroïsme électrique (DE), obtenu en associant chaque solide aux liquides de la première colonne.

De l'examen des résultats expérimentaux inscrits dans ce tableau, il résulte que le dichroïsme électrique est affecté de signes variables avec les éléments groupés ensemble, mais aussi que les changements de signe de ce dichroïsme se produisent toujours dans les mêmes circonstances, lorsque l'indice du milieu ambiant devient égal à un indice convenable du solide constituant, compris entre les indices extrêmes de ce solide.

Comme le dichroïsme est dû à une inégale modification des composantes principales de la lumière, on est conduit à supposer que le sens de cette modification dépend aussi des valeurs relatives des indices du solide anisotrope, suivant la direction du champ et suivant la direction perpendiculaire.

Par suite deux liqueurs mixtes, formées par l'association de deux solides S et S' d'indice n_s et n'_s et d'un même liquide n_l , pourront présenter des dichroïsmes de sens contraire, quoique les différences $n'_s - n_l$ et $n_s - n_l$ soient de même signe, si les différences des indices de chacun de ces deux solides suivant la direction du champ et la direction perpendiculaire ne sont pas de même signe.

Ainsi, les indices du benzoate de chaux et du benzoate d'ammoniaque sont inférieurs à l'indice du sulfure de carbone; cependant les deux dichroïsmes présentés par ces deux liqueurs sont de signes contraires (tableau I).

L'expérience prouve aussi que le dichroïsme électrique ne dépend

(1) On trouvera une étude plus détaillée et plus complète du dichroïsme et de la biréfringence électriques dans mon travail *sur les Propriétés électro-optiques des liqueurs mixtes*, présenté comme thèse devant la faculté des sciences de Paris en mai 1908.

TABLEAU I.

Liquides	Indices	1,463 > n > 1,401		1,552 > n > 1,504		1,552 > n > 1,504		1,633 > n > 1,552		1,633 > n > 1,552		1,633 > n > 1,552			
		Acide borique	DS	DE	Citrate de potasse	DS	DE	Benzoate de chaux	DS	DE	Benzoate d'ammoniaque	DS	DE	Acide pyrogallique	DS
Sulfure de carbone.....	1,633	0	—	0	+	—	+	—	+	—	+	—	+	0	+
Aniline	1,588	+	—	—	+	—	+	—	+	—	+	—	+	0	0
Cinnamène.....	1,545	+	—	—	+	0	0	+	+	—	+	—	+	—	—
Benzène (1).....	1,504	+	—	—	+	—	+	—	+	—	+	—	+	—	—
Pseudo-cumène.....	1,490	+	—	—	+	—	+	—	+	—	+	—	+	—	—
Térébène.....	1,472	+	—	—	+	—	+	—	+	—	+	—	+	—	—
Tétrachlorure de carbone.	1,463	+	—	—	+	0	+	—	+	—	+	—	+	—	—
Chloroforme.....	1,446	+	—	—	+	0	+	—	+	—	+	—	+	—	—
Pétrole lampant	1,440	+	—	—	+	—	+	—	+	—	+	—	+	—	—
Acétate d'amyle	1,401	0	+	»	+	»	+	»	+	0	—	—	»	»	»
Amylène	1,382	—	+	»	+	»	+	»	+	—	—	—	»	»	»
Éther de pétrole.....	1,377	—	+	»	»	»	0	»	+	»	»	»	»	»	»
— sulfurique.....	1,356	—	+	»	»	»	+	»	+	»	»	»	»	»	»

(1) Les solides actifs dans le benzène ont manifesté la même propriété dans le toluène et le xylène, et les divers dichroïsmes obtenus avec ces trois liquides ont toujours présenté le même signe.

pas de la valeur relative des constantes diélectriques des milieux associés. Dans ces phénomènes, l'action d'un champ électrique uniforme est uniquement directrice, comme on peut d'ailleurs le démontrer théoriquement.

En désignant par n l'indice d'un liquide, par n' l'indice moyen du solide anisotrope associé, par n'_h et n'_v les indices de ce solide suivant le champ et la direction perpendiculaire, il résulte des considérations précédentes que le signe du dichroïsme électrique est donné par le signe du produit :

$$(n' - n) (n'_h - n'_v),$$

dans lequel le facteur $n'_h - n'_v$, qui ne peut s'annuler si le solide est anisotrope, conserve un signe constant pour les liqueurs dérivées d'un même solide.

D'où la règle suivante : le signe du dichroïsme électrique d'une liqueur mixte s'obtient en multipliant la différence des deux indices du solide, suivant la direction du champ et la direction perpendiculaire, par la différence des indices des deux constituants.

REMARQUE I. — Le signe du dichroïsme spontané (DS) a été inscrit dans le tableau I, à côté du dichroïsme électrique (DE). Si on compare ces deux dichroïsmes pour les liqueurs dérivées d'un même solide, on remarque qu'ils présentent dans tous les cas des signes contraires. Comme le champ électrique (horizontal dans ces expériences) et le champ de la pesanteur sont rectangulaires entre eux, nous devons conclure, par raison de symétrie, que sous l'action de la pesanteur, les particules cristallines se placent parallèlement à la direction verticale. Le changement de signe du dichroïsme spontané a lieu en même temps que le changement de signe du dichroïsme électrique et le signe du dichroïsme spontané est encore fourni par l'expression.

$$(n' - n) (n'_h - n'_v).$$

REMARQUE II. — Le signe du dichroïsme magnétique dépend, comme l'a démontré expérimentalement M. Meslin, du signe de la différence $\mu' - \mu$ des coefficients de susceptibilité magnétique du liquide et du solide associés ; or, la variation $\mu' - \mu$ est corrélative d'un changement d'orientation des particules cristallines ; par suite la différence $n'_h - n'_v$ des indices du solide suivant le champ magnétique et la direction perpendiculaire est liée aux variations de $\mu' - \mu$, et le

signe du dichroïsme magnétique est encore donné par le signe algébrique du produit :

$$(n' - n) (n'_h - n'_v),$$

en faisant cette réserve que $n'_h - n'_v$ n'est plus invariable pour les liqueurs dérivées d'un même solide et dépend de la valeur relative des coefficients de susceptibilité magnétique des deux constituants de la liqueur.

3° *Recherches quantitatives.* — L'étude de la rotation du plan de polarisation montre que le dichroïsme électrique varie proportionnellement à l'épaisseur du liquide traversé et proportionnellement à la concentration.

En faisant varier l'intensité du champ, on constate que le dichroïsme croît avec l'intensité du champ et tend vers une limite. Dans l'étude quantitative de la biréfringence, nous établirons des lois analogues, avec une plus grande précision.

III. — BIRÉFRINGENCE ÉLECTRIQUE.

Comme l'étude de la biréfringence était l'objet principal de ce travail, j'ai commencé par déterminer les conditions expérimentales où l'on doit se placer pour obtenir des résultats comparables et certains.

Influence de l'intensité du champ électrique. — Je me bornerai à citer les résultats numériques fournis par la liqueur obtenue en associant 0^{gr},3 d'acide borique à 50 centimètres cubes de térébène.

Désignant par V la différence de potentiel des deux sphères du micromètre en unités électrostatiques C. G. S., par D la distance en millimètres des sphères du micromètre à étincelles et par δ le retard évalué en divisions du tambour du compensateur. On trouve :

D	0,5	1	2	3	5	8	10	12	15	20
V	10	16,1	27,5	37,3	54,6	77,0	84,7	91,0	97,8	104,5
δ	85	160	210	215	220	225	225	230	230	230

On voit que la différence de marche des deux composantes principales de la lumière polarisée augmente d'abord très rapidement avec l'intensité du champ électrique, puis avec plus de lenteur pour des intensités du champ toujours croissantes et se fixe bientôt à une valeur constante.

MM. Cotton et Mouton (*Comptes Rendus*, t. CXXI, p. 349) ont observé une variation analogue du retard en fonction du champ, en étudiant l'action d'un champ magnétique sur la solution colloïdale dite fer Brédig.

Les particularités précédentes s'expliquent par l'action directrice du champ électrique; dès que cette action se manifeste, un certain nombre de particules anisotropes s'orientent suivant les lignes de force; si l'intensité du champ vient à augmenter, de nouvelles particules se placent comme les premières, et ainsi de suite jusqu'à ce que toutes les particules soient orientées; alors le phénomène conserve désormais une valeur invariable, quelque grande que soit l'intensité du champ.

Influence de l'épaisseur de la liqueur mixte. — En employant des cuves de verre de même largeur, mais dont les longueurs (dimensions parallèles à la direction du faisceau lumineux) sont de 1 centimètre, 2^{cm}, 5, 4 centimètres, et un champ assez intense pour produire le retard maximum, j'ai obtenu avec la liqueur formée par l'acide borique et le térébène, en faible concentration :

Épaisseur de la cuve en centimètres.....	1	2,5	4
Retard en divisions du tambour δ	43	105	170

Les valeurs de δ sont proportionnelles aux épaisseurs de liqueur mixte traversées par la lumière.

Influence de la concentration de la liqueur. — On peut prévoir que l'influence de la concentration doit être analogue à celle de l'épaisseur, et que le retard croît avec le nombre de particules disséminées dans la liqueur. Cette prévision est confirmée par l'exemple suivant :

Poids d'acide borique associé à 50 centimètres cubes			
de térébène.....	100	150	300
Retard en divisions du tambour δ	75	120	230

1. *Recherches qualitatives.* — Après avoir constaté que la cuve ne présente pas de biréfringence due à la trempe du verre, on excite le champ, on compense le retard en tournant le tambour dans le sens convenable et on lit le nombre de divisions dont il a tourné lorsque la teinte sensible du bilame est rétablie; on connaît ainsi le retard δ . Il n'est pas nécessaire de tenir compte de la biréfringence spontanée; car l'action directrice de l'électricité détruit l'action directrice bien plus faible de la pesanteur, sans qu'il soit utile d'employer le com-

pensateur pour annuler la biréfringence spontanée ; d'ailleurs cette biréfringence est toujours très faible et se manifeste rarement.

J'ai employé des cuves de 4 à 6 centimètres de longueur avec des concentrations qui me permettaient d'observer nettement le phénomène ; le champ était assez intense pour produire le retard maximum.

J'ai inscrit dans le tableau II les substances qui m'ont fourni une biréfringence électrique notable ; en regard du signe de la biréfringence, j'ai placé le signe du dichroïsme afin de faciliter la comparaison des deux phénomènes.

De l'examen de ce tableau, il résulte les conséquences suivantes :

1° Le retard δ peut soit conserver un signe constant avec toutes les liqueurs dérivées d'un même solide (cas de l'acide borique du citrate de potasse, du benzoate d'ammoniaque), soit changer de signe quand l'indice du milieu ambiant atteint une valeur convenable (cas du benzoate de chaux, de l'acide gallique et de l'acide pyrogallique).

Si l'on examine au microscope ces diverses particules cristallines, on constate qu'après la pulvérisation le benzoate de chaux, l'acide gallique, l'acide pyrogallique et le citrate de potasse se présentent sous la forme de tables planes rectangulaires, plus ou moins étroites, à surface spéculaire ; les poussières d'acide borique sont de forme lamellaire, mais irrégulières et moins planes ; celles du benzoate d'ammoniaque, également irrégulières, sont limitées par des surfaces d'aspect rugueux.

Il paraît donc vraisemblable d'attribuer le changement de signe à des phénomènes de réflexion. Si le citrate de potasse, malgré la structure plane et régulière de ses particules, ne présente pas de changement de signe, cette exception peut provenir du défaut d'expériences effectuées avec des liqueurs formées par ce corps de grande densité et des liquides à bas indice, de faible densité.

2° Le dichroïsme et la biréfringence électriques des liqueurs actives dérivées d'un même solide ne changent pas de signe pour un même constituant liquide. Cependant ces deux grandeurs ne paraissent pas complètement indépendantes l'une de l'autre : quand on ne considère que les liqueurs douées d'une biréfringence à signe constant et formées par un liquide d'indice inférieur à celui du solide en suspension, la remarque formulée par M. Majorana dans l'étude des propriétés magnéto-optiques de certains échantillons de fer dialysé est vérifiée et la vibration la plus lente est aussi la plus absorbée (acide borique, citrate de potasse, benzoate d'ammoniaque).

TABLEAU II.

Liquides	Indices	1,463 > n > 1,401		1,552 > n > 1,504		1,552 > n > 1,504		1,633 > n > 1,552		1,633 > n > 1,552		1,633 > n > 1,552	
		Acide borique		Citrate de potasse		Benzoate de chaux		Benzoate d'ammoniaque		Acide gallique		Acide pyrogallique	
		DE	δ	DE	δ	DE	δ	DE	δ	DE	δ	DE	δ
Sulfure de carbone.....	1,633	—	+	—	+	—	+	+	—	+	—	+	—
Aniline.....	1,588	—	+	—	+	—	o	—	—	o	o	o	o
Cinnamène.....	1,545	—	+	—	+	o	o	—	—	—	—	—	—
Benzène.....	1,504	—	+	+	+	+	+	—	—	—	—	—	—
Pseudo-cumène.....	1,490	—	+	+	+	+	+	—	—	—	—	—	—
Térébène.....	1,472	—	+	+	+	+	+	—	—	—	o	—	o
Tétrachlorure de carbone.	1,463	—	+	+	+	+	+	—	—	—	+	—	+
Chloroforme.....	1,446	—	+	+	+	+	+	—	—	—	+	—	+
Pétrole lampant.....	1,440	—	+	+	o	+	o	—	—	—	+	—	+
Acétate d'amyle.....	1,401	+	+	+	o	+	—	—	o	—	o	»	o
Amylène.....	1,382	+	+	»	»	+	—	—	o	—	»	»	
Éther de pétrole.....	1,377	+	+	»	»	o	—	»	»	—	»	»	»
— sulfurique.....	1,356	+	+	»	»	+	»	»	»	»	»	»	»

D'ailleurs la remarque de M. Majorana n'est que partiellement vérifiée avec les liqueurs dont la biréfringence change de signe (benzoate de chaux, acide gallique, acide pyrogallique).

REMARQUE. — Les liqueurs biréfringentes dans le champ électrique présentent aussi une biréfringence appréciable dans le champ magnétique; cette biréfringence n'a pas toujours le signe de la biréfringence électrique; mais, pour chaque série de liqueurs dérivées d'un même solide, on retrouve la règle de la constance du signe, ou celle du changement de signe qui se produit dans les deux champs avec la même liqueur.

Lorsque la biréfringence *spontanée* est appréciable, elle suit des lois identiques à celle des biréfringences électriques et magnétiques.

II. *Recherches quantitatives.* — J'ai fait de nombreuses mesures de biréfringence avec les liqueurs dérivées des divers solides actifs, en employant le dispositif indiqué plus haut; je citerai seulement les valeurs de δ obtenues en étudiant des liqueurs formées de 0^{er},3 d'acide borique et 50 centimètres cubes de liquide.

On voit sur le tableau ci-dessous que le retard δ est d'abord faible lorsque l'indice du milieu est élevé: sa valeur est de 35 divisions du tambour avec le sulfure de carbone, puis δ augmente quand l'indice du milieu décroît; il passe par un maximum entre les indices 1,493 et 1,446, puis décroît rapidement en même temps que l'indice et prend une valeur de 30 divisions avec l'éther sulfurique.

Variation de la biréfringence avec le liquide constituant.

Acide borique — 1,463 $> n >$ 1,401

Liquides	Indices	δ
Sulfure de carbone.....	1,633	+ 35
Aniline.....	1,588	+ 60
Cinnamène.....	1,545	+ 110
Benzène.....	1,504	+ 185
Pseudo-cumène.....	1,490	+ 220
Térébène.....	1,472	+ 230
Tétrachlorure de carbone.....	1,463	+ 380
Chloroforme.....	1,446	+ 380
Pétrole lampant.....	1,440	+ 260
Acétate d'amyle.....	1,401	+ 140
Éther de pétrole.....	1,377	+ 75
Éther sulfurique.....	1,356	+ 30

Le maximum de δ a lieu pour une valeur d'indice du liquide cons-

438 CHAUDIER. — PROPRIÉTÉS ÉLECTRO-OPTIQUES DES LIQUEURS
 tituant égale à l'un des indices du solide ou voisine de ces indices.
 Dans le cas des liqueurs dérivées de l'acide borique, ce retard maxi-
 mum a pour valeur :

$$\delta = \frac{380}{100} \times \frac{\lambda}{13} = 0^{\lambda},29.$$

On trouve des résultats analogues en observant les liqueurs for-
 mées avec les divers solides actifs; la biréfringence passe par un
 maximum lorsque l'un des indices du solide et l'indice du liquide
 associé sont égaux.

REMARQUE I. — Après avoir étudié les lois de la biréfringence
 électrique dans les liqueurs à particules très fines, j'ai été amené à
 faire des mesures quantitatives dans un champ magnétique uniforme,
 de façon à comparer les valeurs du retard pour les mêmes liqueurs
 placées dans les deux champs.

De cette comparaison, il résulte que les *mêmes liqueurs mixtes*
 placées dans un champ électrique ou magnétique uniformes pola-
 risent elliptiquement la lumière et *dans les mêmes proportions*.
 Comme exemple nous reproduisons le tableau des valeurs de δ
 (champ électrique) et de δ' (champ magnétique) lorsque le consti-
 tuant solide est l'acide borique :

Liquides	Indices	δ	δ'
Sulfure de carbone.....	1,633	35	30
Aniline.....	1,588	60	50
Benzène.....	1,504	185	160
Pseudo-cumène.....	1,490	220	220
Térébène.....	1,472	230	260
Tétrachlorure de carbone.....	1,463	380	400
Chloroforme.....	1,446	380	410
Pétrole lampant.....	1,440	260	245
Acétate d'amylo.....	1,401	140	160
Éther sulfurique.....	1,356	30	40

L'identité est donc complète, au point de vue quantitatif, entre les
 phénomènes électro-optiques et magnéto-optiques présentés par les
 liqueurs mixtes.

REMARQUE II. — J'ai étudié les lois de la biréfringence spontanée
 en étudiant les liqueurs mixtes dérivées du mica : les particules de
 ce corps, grâce à leur structure feuilletée, s'orientent facilement sous
 l'action de la gravité. J'ai retrouvé qualitativement et quantitativement
 les phénomènes observés dans les champs électriques et magné-
 tiques.

Les lois précédentes sont donc *générales* et s'appliquent à *tout champ uniforme* susceptible de produire l'orientation des particules cristallines.

W. LOKHTINE. — Phénomènes de la congélation des rivières.
Causes de la formation de la glace intérieure fluviale. — Saint-Pétersbourg; 1907.

Pendant la gelée, on constate au fond de certains fleuves l'existence d'amoncellements de glace friable, se composant de minces parcelles et se collant autour des objets, pierres, sables, plantes, qui se trouvent dans le fleuve. Cette *glace de fond* se rencontre partout dans le lit du fleuve et forme en certains endroits des amas considérables. M. Lokhtine a cherché, sur la Néva, par quelles causes se forme cette glace de fond.

Cette glace ne peut se former qu'avec de l'eau prise au fond du fleuve: car en y descendant un seau hermétiquement fermé contenant une autre eau préalablement privée de toute trace de glace et bien agitée au fond du fleuve pour éviter toute sursaturation, on n'a jamais de glace dans le fond, tandis qu'on en obtient si le seau fermé contient de l'eau prise au fond du fleuve. On en conclut que cette eau contient des parcelles de glace très petites. Des expériences de laboratoire ont ensuite montré que cette glace de fond était due à des parcelles de glace formées uniquement à la surface supérieure au contact de l'eau avec l'air froid, et transportées dans toute la masse par le courant, comme l'avait supposé autrefois Gay-Lussac. Aussi, sur certains affluents de la Néva dont la surface est entièrement couverte d'un manteau de glace et par suite où ne peuvent se former ces parcelles de glace de surface, il n'y a pas trace de glace de fond; au contraire, des morceaux de glace, plongés au fond, fondaient entièrement, tandis qu'au fond de la Néva ils augmentaient de poids quand la température de l'air au-dessus de la surface découverte du fleuve était inférieure à zéro, et y fondaient quand la température de cet air montait à zéro et au-dessus. Les parcelles de glace ne peuvent aller au fond, puisque leur densité est moindre que celle de l'eau, qu'à cause du courant qui brasse constamment les diverses couches du fleuve; aussi n'y a-t-il pas de glace de fond dans les eaux dormantes. Enfin le fait que la glace de fond est boueuse et contient du sable, de petites pierres, etc., est dû au simple mélange

des cristaux de glace apportés par l'eau et des alluvions se trouvant dans la masse de l'eau.

L'auteur explique par les résultats exposés ci-dessus les divers phénomènes observés dans la congélation des rivières. Il en conclut que la congélation artificielle de la surface découverte des rivières, congélation qui n'est pas très difficile à obtenir, est le seul moyen de lutte contre les entassements de glace, et non l'emploi des explosifs, comme on le fait d'habitude.

Ch. TOUREN.

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XXV, n° 1; 1908.

OTTO FISCHER. — Über ein von Max Wien geäußertes Bedenken gegen die Helmholtzsche Resonanztheorie des Hörens (Sur une objection soulevée par Max Wien contre la théorie de l'audition de Helmholtz, fondée sur la résonance). — P. 118-134.

L'objection est la suivante : la membrane basilaire, corps élastique, est mise en vibration forcée par toute force périodique; celles de ses parties qui ne sont pas en résonance avec le son excitateur devront entrer en vibration, avec une amplitude relativement faible il est vrai, mais que le calcul montre très supérieure à celle qui correspondrait au seuil de la sensation. L'auteur, après un examen approfondi de la structure de l'oreille et des conditions *physiques* qui en résultent au point de vue de la transmission des sons, répond que les fibres de Corti (les résonateurs d'Helmholtz) sont résistantes et assez fortement tendues, tandis que le tissu qui les relie l'est peu, ce qui les rend quasi indépendantes; les cellules nerveuses sont terminées par des cils très fins, qui traversent la *membrane réticulaire* (tapissant le toit des arcades de Corti) et se trouvent en face de la *membrane de Corti*, dont les sépare le liquide du canal cochléaire; l'excitation nerveuse résulterait du contact périodique de ces cils avec la membrane de Corti. Voici alors ce qui se passerait lorsqu'un son simple atteint le vestibule : grâce à la propagation par le liquide de l'oreille interne, une petite région de la membrane basilaire entrerait en résonance normale, le reste en résonance forcée d'ampli-

tude beaucoup plus faible, de sorte que les cils de la région de résonance viendraient seuls toucher périodiquement la membrane de Corti; le fait bien connu que l'oreille est plus sensible aux sons aigus qu'aux sons graves, et qui paraît à M. Wien incompatible avec la théorie de la résonance, s'expliquerait ainsi : au voisinage de l'hélicotème (sorte d'issue de secours permettant au liquide de la rampe vestibulaire de se déverser dans la rampe tympanique quand les variations de pression reçues deviennent dangereuses pour la membrane basilaire), le liquide de l'oreille ne serait pas entraîné par les vibrations normales; la membrane basilaire serait donc excitée plus faiblement dans la région correspondante, qui est justement celle où les fibres sont les plus longues.

P. LUGOL.

N° 3.

M. THIESEN. — Eine Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Luft von 0° (Détermination de la vitesse du son dans l'air à 0°). — P. 506-520. (Communication de la Physikalisch-Technische Reichsanstalt.)

La méthode, imaginée précédemment par l'auteur sous le nom de méthode du résonnateur fermé, consiste à amener en résonance exacte avec un tuyau fermé une source sonore dont on puisse calculer le nombre de vibrations. L'auteur a employé un tuyau de laiton de courbure et de section très régulières, 1 mètre de longueur et 5^{cm},6 de diamètre intérieur; ce tuyau, placé dans la glace et fermé par des plaques parfaitement dressées, communiquait d'un côté avec les oreilles de l'observateur par un tube bifurqué, de l'autre avec la source, par l'intermédiaire d'un tube étroit interrompu par une mince membrane métallique.

La source était une sirène à disque percée de trois séries de trous et (60, 80 et 120) mise en mouvement par un moteur électrique dont la vitesse pouvait être réglée par un freinage magnétique; un chronographe enregistrait les tours du disque, dont la vitesse était démultipliée à 1/99; les irrégularités du moteur ou de la sirène, dont le son était très complexe, rendaient très difficile la réalisation d'un son bien défini et bien constant; on a pu dans certains cas purifier convenablement ce son en utilisant des résonnateurs doubles auxi-

liaires, formés de deux résonnateurs ouverts de Helmholtz, abouchés et accordés sur l'un des harmoniques du tuyau ; les bruits parasites se trouvaient suffisamment éliminés, grâce au diamètre assez grand du tuyau. On a utilisé les onze premiers harmoniques du tuyau, et les résultats, très concordants, calculés par la méthode des moindres carrés, ont conduit à :

$$33492 \pm 5 \text{ cm/sec.}$$

pour la vitesse du son dans l'air sec et dépouillé de CO_2 , à 0° .

P. LUGOL.

N° 4.

L. HERMANN. — Zur Theorie der Kombinationstöne (Sur la théorie des sons de combinaison). — P. 697-714.

L'auteur a pu, par un changement de variable approprié, pousser assez loin l'intégration de l'équation fondamentale de Helmholtz pour calculer dans deux cas particuliers l'intensité du mouvement vibratoire résultant ; elle est extraordinairement faible vis-à-vis des intensités des sons primaires, au produit desquelles elle est d'ailleurs proportionnelle. Cette conséquence de la théorie est en contradiction formelle avec des expériences dans lesquelles on pouvait, au moyen d'une sirène téléphonique, envoyer dans un récepteur éloigné deux sons simultanés d'intensité réglable ; on entendait des sons résultants quand les intensités des sons primaires étaient voisines, mais ils disparaissaient dès que l'une des intensités devenait très supérieure à l'autre ; l'auteur ayant montré d'autre part que le tympan n'intervient pas dans la perception des sons de combinaison, la théorie d'Helmholtz ne répond pas à la réalité des faits.

Il semble que les corps solides peuvent produire des sons différentiels objectifs, renforçables par les résonnateurs, quand on leur communique deux vibrations simultanées ; on peut réaliser ces conditions en montant deux diapasons ou deux tubes de König à vibrations longitudinales, sur une même planche ; elles se trouvent réalisées d'elles-mêmes dans les instruments à cordes, l'harmonium (même lorsque les boîtes à vent produisant deux sons simultanés sont entièrement séparées). On pourrait admettre alors que les os du crâne seraient le siège de ces mouvements vibratoires résultants ; mouvements perçus grâce à l'extrême sensibilité de l'oreille ; on en-

tend en effet des sons différentiels, même en fermant les conduits auditifs, si l'on appuie sur les dents deux diapasons vibrants; les objections tirées du rapport des intensités ne sont plus valables ici, les sons de combinaison apparaissant comme un phénomène secondaire et localisé.

On peut même douter que le renforcement par un résonateur prouve l'objectivité d'un son différentiel; des expériences faites au moyen d'un pendule de Helmholtz ont montré que ce pendule n'est pas mis en oscillation par des actions *symétriques* rythmées, non seulement quand leur intervalle ne correspond pas à sa période, mais encore quand leur intensité éprouve des oscillations correspondant à cette période; dans ce dernier cas, au contraire, des actions *dissymétriques* provoquent la résonance⁽¹⁾.

P. LUGOL.

N° 5.

D.-A. GOLDHAMMER. — Ueber die Temperatur der Sonne (Sur la température du soleil), 1^{re} communication. — P. 905-920.

On peut juger de la valeur des diverses formules proposées pour évaluer la *température noire*, ou *température équivalente S* du soleil en fonction de l'énergie ϵ qu'il rayonne, en les employant au calcul de la température équivalente du manchon Auer, dont les propriétés sont bien connues. On reconnaît ainsi que la seule qui puisse servir de base au calcul est la formule de Planck :

$$\epsilon_{\lambda} \lambda^5 \left(e^{\frac{c}{\lambda S}} - 1 \right) = C.$$

En utilisant pour le calcul les résultats des mesures faites par Langley dans l'expédition de Mount Whitney, l'auteur indique, comme ordre de grandeur de S, 10000° absolus. Ce serait là une limite inférieure de la température réelle du soleil.

P. LUGOL.

(1) Expériences décrites dans *Archiv für die gesammte Physiologie*, t. CXXII p. 419-447; 1908.

T. XXVI.

W. ZERNOV. — Über absolute Messungen der Schallintensität. Die Rayleighsche Scheibe (Sur les mesures absolues de l'intensité du son. Le disque de Rayleigh), 2^e communication. — P. 79-94.

La méthode de lord Rayleigh, qui a déjà été utilisée pour des mesures relatives, consiste à évaluer les forces qui tendent à orienter un disque circulaire parallèlement au plan des ondes qui le frappent.

W. König ⁽¹⁾, étudiant théoriquement les forces qui s'exercent sur un ellipsoïde de révolution aplati plongé dans un milieu de densité μ traversé par des ondes sinusoïdales d'amplitude totale A et de fréquence n , a établi, entre la densité d'énergie :

$$E = \frac{\mu\pi^2 A^2 n^2}{2}$$

et le moment de rotation M, la relation :

$$M = KEa^2c \sin 2\theta,$$

où K est une fonction de l'excentricité $\frac{\sqrt{a^2 - c^2}}{a}$ de l'ellipse méridienne, et qui se simplifie pour un disque, considéré en première approximation comme un ellipsoïde très aplati.

L'auteur a contrôlé la formule de König au moyen d'ellipsoïdes ou de disques de petite dimension, suspendus par un fil de torsion et logés à l'intérieur d'un cylindre creux porté par une branche d'un électrodiapason de fréquence n exactement connue, l'axe du cylindre parallèle au plan de vibration ; on déduisait E de la mesure de l'amplitude A du cylindre (égale à celle de l'air qu'il renferme) et M du couple de torsion du fil et de la mesure de la déviation accusée par un miroir fixé au fil ; on calculait une formule de correction destinée à tenir compte de l'influence du voisinage des parois du cylindre creux. L'expérience a confirmé, pour l'ellipsoïde, l'exactitude de la formule de König à 0,5 0/0 près. Elle ne s'applique au *disque* que si ce dernier est infiniment mince ; en général on peut utiliser la for-

(1) Cf. *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 475 ; 1908.

(1) *Wied. Ann.*, t. XLIII, p. 43 ; 1891 (théorie), et t. L, p. 639 ; 1898 (expériences).

mule empirique :

$$E = \frac{6M}{D^3 \left(1 + 2,782 \cdot \frac{d}{D} - 9,032 \frac{d^2}{D^2} \right) \sin 2\theta},$$

où D représente le diamètre et d l'épaisseur, et qui donne E si l'on mesure M.

L'auteur emploie comme disque un petit miroir de galvanomètre de 3 millimètres environ de diamètre suspendu à un fil de quartz; l'orientation est obtenue au moyen d'une très petite aiguille aimantée collée derrière le miroir, et d'un aimant directeur mobile le long du pied de l'appareil; on protège contre les courants d'air au moyen d'une gaze noire, épaisse, qui n'empêche pas les lectures.

Pour différentes personnes, un cri ou un chant correspondait à une densité d'énergie de 0,3 à 2×10^{-4} ergs par centimètre cube, le disque étant à 2 mètres de la bouche.

La méthode s'applique à des impulsions sonores de faible durée (méthode balistique); elle est indépendante du timbre.

P. LUGOL.

F. PASCHEN. — Über die Dispersion des Steinsalzes und Sylvins in Ultrarot (Dispersion du sel gemme et de la sylvine dans l'infra-rouge). — P. 120-138.

H. RUBENS. — Über die Dispersion von steinsalz und Sylvin für lange Wellen (Dispersion du sel gemme et de la sylvine pour les ondes longues). — P. 615-620.

La méthode est celle de Langley. Un système convenable de miroirs courbes permet de projeter sur la fente d'un spectrobolomètre (dont le prisme est fait de la matière étudiée) l'une quelconque des radiations du spectre d'un réseau plan et cela par simple rotation du réseau; la source est une lampe Nernst. Après avoir disposé les choses de manière à projeter sur la fente l'image spectrale d'un certain ordre (élevé) de la flamme du sodium, on remplace la flamme par la lampe Nernst, et on calcule la longueur d'onde de la radiation infra-rouge (provenant d'un spectre d'ordre inférieur) qui atteint alors la fente. Les réseaux utilisés avaient 40 traits au millimètre pour $\lambda < 11 \mu$, et 10 traits pour $\lambda > 11 \mu$. Il a semblé que, pour les grandes longueurs d'onde, la profondeur des traits influait beaucoup sur la luminosité du réseau. Les prismes étaient sans défaut, et toutes les précautions étaient prises pour l'exactitude des mesures.

Indice pour $\lambda \approx 0,58932 \mu$, intervalle sombre entre D_1 et D_2 :

Sel gemme. $n_t = 1,5444134 - (t - 15) 0,0000335$ [$12^\circ < t < 21^\circ,3$]
 Sylvine... $n_t = 1,490443 - (t - 15) 0,000034$ [$10^\circ < t < 21^\circ$].

La différence entre l'indice observé et l'indice calculé par cette formule a toujours été inférieure à une unité du 5^e rang pour le sel gemme (pas d'indications pour la sylvine).

Dispersion. — Ramené à 18° pour le sel gemme et à 15° pour la sylvine, l'indice entre $\lambda = 0\mu,185409$ et $\lambda = 22\mu,5$ environ, est représenté, avec une très grande exactitude, par l'une ou l'autre des deux formules :

$$(I) \quad n^2 = a^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} - k\lambda^2 - h\lambda^4,$$

$$(II) \quad n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} - \frac{M_3}{\lambda_3^2 - \lambda^2}$$

(valeurs des constantes, p. 130 et 136).

L'auteur dit avoir constaté entre cette formule et les résultats obtenus antérieurement par Rubens, Nichols et Trowbridge, un désaccord notablement plus grand, et, discutant la question de l'évaluation de λ_3 de la formule (II) de Ketteler-Helmholtz au moyen du maximum observé des rayons restants de la substance étudiée, pense qu'il est préférable de calculer λ_3 au moyen des expériences de dispersion, à cause de la précision insuffisante des longueurs d'onde données par Rubens pour ces rayons.

M. Rubens, rectifiant des fautes de calcul numérique, montre que ses résultats sont au contraire très bien représentés par la formule (II) avec les constantes indiquées par M. Paschen; il considère comme très suffisante la précision de ses déterminations du maximum des rayons restants, qui d'ailleurs ne coïncide pas en général avec le centre de gravité λ_3 de la région de réflexion métallique, mais correspond à une longueur d'onde plus courte. Il conseille de n'introduire dans l'équation de dispersion les longueurs d'onde déduites de l'observation directe de la réflexion métallique que lorsqu'on connaît l'ensemble de cette dernière et ses limites exactes; dans tous les autres cas, il vaut mieux déduire d'expériences de dispersion la constante λ_3 de la formule (II).

P. LUGOL.

HANS SCHULZ. — Untersuchung isotroper und anisotroper Medien durch Reflexion der Lummerschen Doppelringe (Recherches sur les milieux isotropes et anisotropes au moyen de la réflexion des anneaux doubles de Lummer). — P. 139-166. (Extrait de la dissertation inaugurale, Breslau, 1908.)

Il s'agit des franges d'*égale incidence*, images séparées d'une fente fine, que l'on obtient en faisant réfléchir au voisinage de l'angle limite, sur une lame d'air très mince et assez longue, un pinceau parallèle monochromatique polarisé, et recevant ensuite les rayons dans une lunette précédée d'un analyseur (1). L'auteur étudie théoriquement l'influence sur le phénomène de la variation d'amplitude et de phase éprouvée par les rayons qui, renvoyés par la lame d'air, se réfléchissent sur une surface transparente avant de rencontrer l'analyseur. Il montre que : 1° le *dédoublément* des franges (apparition de lignes noires très fines séparées d'un fond sombre par deux raies faiblement lumineuses) a lieu pour une orientation de l'analyseur qui dépend de l'angle d'incidence, et offre le maximum de netteté lorsque le premier faisceau réfléchi est éteint ; 2° on peut, de la variation d'intensité du fond et de l'orientation de l'analyseur quand ce maximum est atteint, tirer des conclusions relatives à la différence de phase des composantes principales et à la rotation du plan de polarisation ; par conséquent, on peut caractériser la lumière elliptique.

Quand on tourne l'analyseur après avoir obtenu les franges doubles, le passage aux franges simples est si brusque qu'il se prête à un repérage très exact, et comme la position correspondante de l'analyseur est liée à la position du plan de polarisation du faisceau incident, on peut déterminer par ce moyen la rotation du plan de polarisation, et par conséquent le rapport des coefficients de Fresnel.

L'ellipticité de la lumière réfléchie se manifeste par le fait que la variation maximum d'intensité du fond, que l'on obtient en tournant l'analyseur de 360°, est moindre qu'avec la lumière rectiligne ; le signe et la valeur de l'ellipticité peuvent être déduits de la mesure photométrique de cette variation d'intensité.

L'expérience faite avec des prismes de verre, de blende et de spath, a vérifié les résultats de la théorie et montré que la constance ou la

(1) LUMMER, *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 67 ; 1908.

variation de l'aspect du phénomène des franges doubles, quand on fait tourner *dans son plan* une face cristalline réfléchissante, permet de conclure que le corps est isotrope ou anisotrope; la méthode permet donc de caractériser les corps biréfringents.

P. LUGOL.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL ;

Vol. XXVI ; juillet-décembre 1907.

W. J. HUMPHREYS. — Arc spectra under heavy pressure (Spectres d'arc sous des pressions élevées).

Ce mémoire contient les données numériques résultant de l'étude de l'influence de pressions de 69 et 101 atmosphères sur les spectres d'arc de 19 métaux : aluminium, baryum, calcium, chrome, cobalt, cuivre, fer, lanthane, plomb, magnésium, manganèse, nickel, palladium, potassium, silicium, strontium, titane, tungstène et zinc.

Résumant ses recherches, M. Humphreys trouve que l'éclat de l'arc dans l'air atmosphérique devient beaucoup plus grand quand la pression s'accroît. Les renversements des raies sont plus prononcés et plus fréquents, la largeur des raies augmente, quoique d'une manière inégale ; elles deviennent un peu nébuleuses ; parfois elles paraissent plus étroites ; mais cela doit être dû à un manque de pose.

Les raies des bandes du cyanogène ne paraissent pas être déplacées, mais simplement élargies ; les longueurs d'onde de toutes les autres raies semblent croître proportionnellement à la pression, mais les quantités très différentes viennent pour les raies d'un même élément.

Le déplacement d'une raie se produit de la même manière, qu'elle soit ou non renversée.

En général, le déplacement des raies semble croître avec la longueur d'onde ; mais cela ne doit être vrai que pour les raies d'une même série ; le fer, le nickel, et les autres éléments dont les raies appartiennent à plusieurs séries, ou à aucune, n'obéissent pas en effet à cette règle.

Autant que l'auteur peut en juger d'après le peu de données numé-

riques existant sur l'effet Zeeman, les raies les plus sensibles au champ magnétique sont aussi les plus sensibles à l'augmentation de pression.

Les intensités relatives des raies varient énormément ; beaucoup deviennent plus intenses, mais quelques-unes s'affaiblissent et disparaissent dès la pression de 40 atmosphères (raies du fer λ 422, 232 ; 425 0,28 ; 4299, 42 ; 4878, 33 ; 5049, 94 ; 5191, 56). Sans doute leur émission est neutralisée par une augmentation du pouvoir absorbant.

Le déplacement d'une raie d'un corps ne dépend pas de la quantité de matière de ce corps dans l'arc.

L'accroissement de la longueur d'onde des raies du spectre n'est qu'une petite partie de ce qu'on devrait attendre si les particules lumineuses avaient les propriétés des oscillateurs hertziens.

W.-F. HUMPHREYS. — Apparatus for obtaining electric arcs under heavy pressure (Appareil pour obtenir des arcs électriques sous des pressions élevées). — P. 36-40.

C'est l'appareil qui a servi aux recherches précédentes. Il est construit pour résister à des pressions dépassant 100 atmosphères. Aux pressions supérieures à une dizaine d'atmosphères, l'arc ne peut subsister que si une des électrodes est rotative.

R.-W. WOOD — Modification in the appearance and position of an absorption band resulting from the presence of a foreign gas (Modification dans l'aspect et la position d'une bande d'absorption résultant de la présence d'un gaz étranger).—P. 41-40.

La vapeur de mercure possède de fortes bandes d'absorption dans l'ultra-violet à λ 2536 et λ 2350. Si l'on place une goutte de mercure dans une petite ampoule de quartz soigneusement vidée et scellée, et que par une élévation de température convenable on la transforme en vapeur, la bande d'absorption λ 2536 que produit cette vapeur dans le spectre d'une étincelle condensée de cadmium s'élargit d'une manière extrêmement dissymétrique quand la température s'élève. Vers la température du rouge, la pression de la vapeur atteignant plusieurs atmosphères, cette bande s'est accrue du côté rouge d'environ 400 U.A. et du côté opposé de 4 ou 5 seulement. Si on ouvre le tube à l'air,

si on le scelle de nouveau et si l'on recommencel'expérience, la bande s'élargit d'abord symétriquement, puis plus tard seulement du côté rouge. Le même résultat a été obtenu avec des mélanges de vapeur de mercure et d'azote et de vapeur de mercure et d'hélium.

La courte note de l'auteur contient une planche qui montre à merveille ces différences d'allures de la bande d'absorption, suivant que la vapeur de mercure est pure ou mélangée d'un gaz étranger chimiquement inerte. C'est la première fois, croyons-nous, que l'on a une preuve si concluante que le choc d'une molécule contre une autre dissemblable peut affecter ses vibrations d'une manière différente que le choc contre une molécule de même nature.

E.-F. NICHOLS. — The absence of very long waves from the Sun's spectrum (Absence d'ondes de très grandes longueurs du spectre du soleil). — P. 46-49.

Recevant sur un radiomètre un faisceau de rayons solaires après réflexion sur cinq surfaces de sel gemme, M. Nichols trouve que la transparence atmosphérique maxima pour les rayons restants du sel gemme (5 μ environ) ne peut pas dépasser 3 0/0. C'est la vapeur d'eau qui paraît être la cause de l'absorption de ces rayons.

PRINCE GALITZINE et J. WILIP. — Experimental test of Doppler's principle for light rays (Démonstration expérimentale du principe de Doppler pour les radiations lumineuses). — P. 49-59.

Vérification par des expériences de laboratoire du principe de Doppler Fizeau. L'appareil employé pour produire les déplacements de la source lumineuse était celui de Belopolsky (*Astroph. Journ.*, XIII, p. 15; 1904). Mais l'organe dispersif, un échelon de Michelson, était plus puissant que le spectroscopie à deux prismes précédemment employé. La mesure spectroscopique des vitesses radiales concorde au 1/20 près avec la mesure mécanique.

J.-Aug. ANDERSON. — Absorption and emission spectra of neodymium and erbium compounds (Spectres d'absorption et d'émission des composés de néodymium et d'erbium). — P. 73-95.

L'auteur trouve que :

Les bandes brillantes des spectres d'émission des oxydes d'erbium

et de néodymium sont dues aux oxydes eux-mêmes et correspondent exactement à leur bande d'absorption à la même température ;

L'absorption des composés solides change avec la température, le changement consistant dans un élargissement des bandes, et en certains cas dans un déplacement vers le rouge quand la température s'accroît ;

Les spectres d'absorption des composés secs sont différents pour différents composés du même élément ;

La présence de l'eau de cristallisation dans un composé semble changer son absorption de la même manière qu'une élévation de température ;

On explique suffisamment bien les résultats en supposant que la particule vibrante donnant naissance au spectre est l'électron de l'atome métallique, sa période de vibration étant modifiée par la présence des atomes étrangers..

C.-C. TROWBRIDGE. — Physical nature of meteor trains (Nature physique des traînées des étoiles filantes). — P. 95-117.

Un grand nombre d'étoiles filantes laissent après leur passage sur une partie de leur parcours une traînée lumineuse qui subsiste durant quelques minutes, parfois près d'une heure

En discutant toutes les observations qu'il a pu trouver de ce phénomène, M. C.-C. Trowbridge trouve que les traînées météoriques sont des nuages gazeux lumineux combinés avec de très petites poussières météoriques capables de réfléchir la lumière du jour, comme les nuages ordinaires.

La hauteur des traînées vues la nuit semble être bien définie ; la phosphorescence dépend donc de la pression du gaz dans lequel la traînée s'est formée,

La diffusion de la traînée est analogue à celle d'un gaz, et sa vitesse dépend de la pression et de la température de l'atmosphère et probablement de l'intensité initiale de la traînée.

Beaucoup de traînées paraissent avoir une forme tubulaire ; leur luminosité serait plus grande sur leur bord.

Les expériences faites par l'auteur sur la loi de disparition de la phosphorescence de l'air à très basse température explique la longue durée des traînées météoriques, en supposant qu'elles sont dues à une phosphorescence décroissant suivant la même loi. Leur couleur

est d'ailleurs verdâtre ou jaunâtre, comme celle de la phosphorescence de l'air.

J. LARMOR. — Note on displacement of spectral line (Note sur le déplacement des raies spectrales). — P. 120-122.

W.-J. HUMPHREYS. — Note on the cause of the pressure shift of spectrum lines (Note sur la cause de l'influence de la pression sur les raies du spectre). — P. 297-298.

Notes théoriques pour expliquer les résultats trouvés par Humphreys. J. Larmor pense que si les particules en vibration sont constituées comme les doublets de Hertz, l'influence diélectrique des molécules voisines est la vraie cause de l'ordre de grandeur du phénomène.

M. Humphreys dit que cette hypothèse conduit à attendre un déplacement de tout le spectre vers le rouge, l'accroissement de λ^2 suivant une fonction linéaire de la pression, un déplacement plus grand pour une pression donnée avec un gaz ayant un pouvoir inducteur spécifique plus grand, un déplacement moindre pour les grandes longueurs d'onde. Cette dernière déduction semble être le contraire de la réalité.

A. L. CORTIE. — The variability in light of Mira Ceti, and the temperature of sun-spots (La variabilité de Mira Ceti, et la température des taches solaires). — P. 123-128.

Quand l'étoile variable Mira Ceti se trouve à un maximum d'éclat particulièrement brillant, par suite à une température particulièrement élevée, les bandes rouges du titanes s'affaiblissent dans son spectre. Or ces bandes s'observent dans le spectre des taches solaires et non dans celui de la photosphère. C'est un argument de plus en faveur de la basse température des taches

G. NAGARAGA. — The weakened and obliterated lines in the sun-spot spectrum (Raies affaiblies et effacées dans le spectre des taches solaires). — P. 143-155.

Liste des raies présentant cette particularité.

PAUL EVERSHEIM. — Determination of wave lengths of light for the establishment of a standard system⁽¹⁾ (Détermination de longueur d'onde de la lumière pour l'établissement d'un système étalon). — P. 172.

L'auteur emploie les appareils interférentiels de Perrot et Fabry, et une méthode peu différente. Dans cette publication préliminaire, il ne donne les longueurs d'onde que de quelques raies du fer.

Résultats d'Eversheim	Résultats de Fabry et Buisson
4 282,4125	4 282,411
4 375,9435	4 375,939
4 494,5812	4 494,576
4 859,7613	4 859,759
6 232,9630	5 232,960

Il est à noter que les nombres d'Eversheim sont tous plus grands que ceux de Fabry et Buisson.

H. KAYSER. — On the constancy of wave length of spectral lines⁽¹⁾ (Sur la constance des longueurs d'ondes des raies spectrales). — P. 194-195.

Exner et Haschek⁽²⁾ ont expliqué les résultats discordants obtenus dans le laboratoire de Kayser dans trois mesures différentes du spectre du lanthane par une variation réelle des longueurs d'onde dans la source lumineuse. Kayser croit, au contraire, que ces différences ne proviennent que du fait que ses élèves se sont servis de raies-étalons différentes.

ROBERT-J. WALLACE. — Studies in sensitometry (Recherches sensitométriques). I, vol. XXV, p. 116-1; II, vol. XXVI, p. 299-326.

Dans son premier mémoire, l'auteur expose une méthode de sensitométrie des plaques photographiques, qui permet de comparer rigoureusement leurs sensibilités aux diverses radiations du spectre, Il propose d'exposer les plaques dans un spectroscopie dont la pièce dispersive serait une réplique d'un réseau de Rowland qu'il pourrait

(1) Traduit en anglais du *Zeitschrift für wissenschaftliche Photographie*, 5 V, 152-180, 1907, et V, 304-308, 1907.

(2) *Sitz der Wiener Akademie*, 116, III, 323, 1907.

fournir aux personnes intéressées dans ce genre de recherches. Les résultats obtenus par tous seraient ainsi comparables.

Dans son second mémoire, il étudie la sensibilisation au trempé des plaques Seed 27 dans différents colorants, pinacyanol, pinaverdol, pinachrome, homocol, dicyanine, ou dans leurs mélanges.

Un bain particulièrement recommandable est le mélange suivant qui donne aux plaques une sensibilité presque uniforme de λ 380 μ à λ 650 et qui permet les photographies dans le rouge jusqu'à λ 730 :

Pinacyanol au millième	50 minims =	0 ^{cm3} ,325
Pinaverdol au millième	40 minims =	0 ,260
Homocol au millième	40 minims =	0 ,260
Ammoniaque.	120 minims =	0 ,781
Alcool	3 oz =	84 ,93
Eau	4 oz =	113 ,24

La rapidité de la plaque ne serait réduite par ce bain que de 0,170/0.

JOEL STEBBINS et F.-C. BROWN. — A determination of the Moon's light with a selenium photometer (Détermination de l'intensité lumineuse de la lune au moyen d'un photomètre à sélénium). — P. 326.

La méthode d'observation consistait à déterminer à quelle distance de l'élément au sélénium une lampe étalon à l'acétate d'amyle donne au galvanomètre la même déviation que la lumière de la lune. Les auteurs ont étudié en particulier la variation avec la phase de l'intensité lumineuse lunaire. La Lune est plus éclatante entre son premier quartier et le moment où elle est pleine que dans la phase décroissante; la pleine Lune est environ 9 fois plus brillante qu'un des quartiers.

S. BLAJKO. — On the spectra of two meteors (Sur les spectres de deux météores). — P. 341-348.

Les spectres de ces météores, assez différents l'un de l'autre, se composaient de raies fines et brillantes, sans trace de spectre continu.

JAMES H. POLLOT et G-G. LEONARD. — On the quantitative spectra of certain elements (Sur les spectres quantitatifs de certains éléments). — 349-362.

Les auteurs indiquent dans ce mémoire dans quel ordre disparaissent des spectres de solutions de plus en plus diluées de leurs chlorures les raies du fer, de l'aluminium, du chrome, du silicium, du zinc, du manganèse, du nickel, du cobalt, du baryum, du strontium, du calcium, du magnésium, du sodium. Le spectre de la solution s'obtenait à l'aide d'une étincelle condensée, avec bobine de self, éclatant entre la solution et une électrode d'or.

WALTER-NOEL HARTLEY. — On some devices facilitating the study of spectra (Sur quelques procédés facilitant l'étude des spectres). — P. 363-368.

Il s'agit des spectres de flammes ; la principale recommandation de l'auteur paraît être d'employer un brûleur Mecker au lieu d'un Bunsen ordinaire.

Jules BAILLAUD.

REVUE DES TRAVAUX ITALIENS.

F. PIOLA. — Permeabilità magnetica del ferro in campi deboli rapidamente alternati con riferimento alla costruzione dei cavi telefonici (Perméabilité magnétique du fer dans des champs faibles alternant rapidement, avec application à la construction des câbles téléphoniques). — *Atti Associazione elettrotecnica italiana*, juillet 1908.

L'usage des câbles imaginés par Krarup pour la téléphonie exige un matériel dont la perméabilité soit constante, quand le champ magnétique varie ; il faut donc étudier au préalable la valeur maxima du champ pour laquelle cette condition sera réalisée. M. Piola décrit une méthode pour mesurer la perméabilité du fer dans des champs de l'ordre de ceux qu'on emploie en téléphonie. Les mesures qu'il a faites le conduisent aux conclusions suivantes : quand le champ diminue, la perméabilité tend vers une valeur minima constante, atteinte pour un champ de l'ordre de 0,02 C.G.S. La valeur limite de la perméabilité est indépendante de la fréquence entre 210 et 1.710 alternances par seconde.

F. PIOLA. — Resistenza et reattanza effective di un solenoide contenente un nucleo magnetico conduttore (Résistance et réactance effectives d'un solénoïde contenant un noyau magnétique conducteur). — *Atti Associazione elettrotecnica italiana*, 1908.

La différence de potentiel sinusoïdale appliquée aux deux extrémités d'un conducteur peut être considérée comme la résultante de deux autres, l'une à laquelle correspond l'effet Joule et qui est en phase avec le courant, l'autre décalée à 90° de la première; les facteurs par lesquels on doit multiplier l'intensité pour avoir ces deux composantes sont dits la résistance et la réactance effectives. L'auteur étudie par le calcul les valeurs de ces deux quantités, dans le cas où le circuit est constitué par un solénoïde dont le noyau est formé de cylindres massifs égaux, à axes parallèles à celui du solénoïde.

F. PIOLA. — L'interruttore di Wehnelt con corrente alternata (L'interrupteur de Wehnelt avec courant alternatif). — *Lincei*, vol. XVII, octobre 1908, p. 316.

Dès l'apparition de l'interrupteur Wehnelt, M. d'Arsonval a montré qu'il peut fonctionner non seulement avec le courant continu, mais aussi avec le courant alternatif, seulement dans la demi-période où la pointe joue le rôle d'anode. — M. Piola a repris l'étude du phénomène et il est arrivé aux résultats suivants : l'emploi dans le tube de Braun d'un champ magnétique parallèle au flux cathodique rend la tache plus serrée et plus lumineuse et, par suite, favorise la photographie de la courbe qu'elle décrit. L'interrupteur Wehnelt fonctionne avec le courant alternatif et, contrairement à l'opinion de M. d'Arsonval, également dans les deux demi-périodes, pourvu que les choses soient convenablement disposées; le fonctionnement provoque, comme avec le courant continu, une élévation de potentiel aux extrémités de l'appareil. De même qu'avec le continu, le courant à travers le Wehnelt ne s'interrompt jamais complètement par l'effet de celui-ci; aussi est-ce à tort qu'on le nomme interrupteur.

O.-M. CORBINO et S. MARESCA. — Sui condensatori ad alluminio e sulle proprietà degli strati coibenti molto sottili (Sur les condensateurs en aluminium et sur les propriétés des couches très minces). — *Nuovo Cimento*, s. 5, t. XII, juillet-août 1906.

Les auteurs étudient les phénomènes présentés par le voltamètre à électrodes d'aluminium. Ils examinent successivement : le processus de formation de l'anode sous diverses tensions ; les valeurs de la capacité des condensateurs en aluminium chargés à la tension de formation et l'influence de la valeur de celle-ci ; les valeurs de la capacité pour des tensions inférieures à la tension de formation ; la conductibilité résiduelle interne du voltamètre sous diverses tensions ; l'emploi des condensateurs en aluminium pour la production des courants de Duddel et l'influence de la nature de la cathode avec la détermination de la capacité pour des forces électro-motrices rapidement variables ; les propriétés électriques de l'anode formée, plongée à sec dans le mercure.

Ils concluent que sur l'anode doit exister une couche diélectrique solide, de plusieurs centaines de microns d'épaisseur, soumise à des champs électrostatiques d'une intensité extraordinaire et à des pressions électrostatiques colossales.

O.-M. CORBINO. — Studio ottico degli strati sottili deposti per elettrolisi su un anodo di alluminio (Etude optique des couches minces déposées par électrolyse sur une anode d'aluminium). — *Nuovo Cimento*, s. 5, t. XII, septembre 1906.

M. Corbino continue l'étude commencée dans le mémoire précédent, en examinant les propriétés optiques des couches minces déposées sur l'anode d'aluminium. Il établit d'abord une théorie élémentaire du phénomène, applicable à son étude en lumière blanche et très commode pour l'interprétation des résultats, grâce à l'emploi des méthodes graphiques. Il décrit ensuite le mode de mesure employé. Enfin en rapprochant les résultats des traitements électriques auxquels avait été soumise la lame, il conclut que, en outre de la couche diélectrique et superposée à elle, il y a sur la lame un autre dépôt transparent, d'épaisseur notablement plus grande que la précédente, et qui n'a qu'une influence nulle ou négligeable sur les propriétés électriques de la lame.

O.-M. CORBINO. — Sul rocchetto d'induzione (Sur la bobine d'induction).
Atti Associazione elettrotecnica italiana, 1906.

Pour éliminer l'inconvénient de l'étincelle primaire, M. Lori a proposé deux dispositifs, dont le second permet en outre de recourir à un circuit magnétique fermé. M. Corbino montre que ce deuxième dispositif n'est pas adapté au but que l'auteur se proposait, et donne un nouveau dispositif qui n'évite pas l'étincelle primaire, mais permet de recourir à un circuit magnétique fermé. Pour cela, sur un noyau rectiligne de fer sont enroulés deux circuits égaux de gros fil, de manière que le même flux d'induction les traverse tous deux; dans l'un d'eux agit le courant d'une pile périodiquement interrompu à la manière ordinaire; les extrémités de l'autre sont reliées au primaire (gros fil) d'un transformateur à circuit magnétique fermé. La discussion des conditions de fonctionnement de cet appareil fait prévoir une amélioration considérable par rapport aux types actuels de bobines.

O.-M. CORBINO. — Ricerche teoriche e sperimentali sul rocchetto di Ruhmkorff (Recherches théoriques et expérimentales sur la bobine de Ruhmkorff). — *Atti Associazione elettrotecnica italiana*, 1907.

Dans ce mémoire très complet, l'auteur mène de front une étude théorique et une étude expérimentale de la bobine d'induction, grâce auxquelles il a pu donner une explication satisfaisante des principaux faits connus, et aussi de plusieurs faits nouveaux qu'il a observés à cause de l'orientation nouvelle qu'il a donnée aux recherches expérimentales. Il étudie ainsi la fermeture et l'ouverture d'un circuit sans condensateur : il en fait la théorie complète et vérifie par l'expérience les conclusions trouvées; il examine l'influence de l'étincelle dans le circuit secondaire. Enfin il étudie le fonctionnement de la bobine avec l'interrupteur de Wehnelt et les diagrammes obtenus par l'emploi du tube de Braun.

O.-M. CORBINO. — L'isteresi magnetica del ferro per correnti di alta frequenza (L'hystérésis magnétique du fer pour les courants de haute fréquence). — *Lincei*, vol. XVI, février 1907, p. 167.

L'auteur discute les résultats obtenus par MM. Battelli et Magri,

qui semblent contredire ceux qu'il avait publiés auparavant. Il conclut que ces nouvelles expériences confirment au contraire son assertion, que l'augmentation de l'aire d'hystérésis avec la fréquence n'est pas due aux courants de Foucault.

O.-M. CORBINO. — Un dispositivo per la produzione di correnti continue ad alta tensione praticamente costanti (Un dispositif pour la production de courants continus à haute tension pratiquement constants). — *Lincei*, vol. XVI, juin 1907, p. 957.

Le primaire d'une bobine de Ruhmkorff est interrompu par un Wehnelt ; le secondaire contient un micromètre à étincelles, puis en dérivation une résistance non inductive et un condensateur. M. Corbino montre par le calcul qu'avec des dimensions convenables on peut obtenir des courants à haute tension d'intensité constante (par exemple à $\frac{1}{2000}$ près).

O.-M. CORBINO. — La quantità di elettricità cui da passaggio la scintilla d'induzione e la sua cosiddetta resistenza (La quantité d'électricité à laquelle donne passage l'étincelle d'induction et la résistance de celle-ci). — *Lincei*, vol. XVI, juillet 1907, page 51.

L'auteur suppose la différence de potentiel et l'intensité du courant reliées par une formule analogue à celle de l'arc :

$$V = a + \frac{b}{i},$$

a et b étant des constantes dépendant de la distance des électrodes. Il fait alors le calcul complet de la quantité d'électricité traversant l'étincelle. Puis il compare les résultats du calcul avec les résultats expérimentaux pour des électrodes sphériques de métaux divers ; il en conclut que la formule précédente est applicable, et il explique les divergences observées.

O.-M. CORBINO. — Oscillazione elettriche persistenti ottenute con un condensatore e una dinamo in serie (Oscillations électriques persistantes obtenues avec un condensateur et une dynamo en série). — Sulle oscillazioni elettriche ottenibili col sistema dinamo serie condensatore (Les oscillations électriques qu'on peut obtenir avec le système dynamo-condensateur en série). — *Elettricista*, n° 21, 1907, et n° 1, 1908.

Dans le premier mémoire, l'auteur montre qu'une dynamo placée en série dans un circuit parcouru par un courant variable se comporte comme un conducteur inductif de résistance ohmique négative. Dans ces deux mémoires, il étudie diverses modifications faites à la dynamo pour accroître la fréquence des courants obtenus.

O.-M. CORBINO. — Correnti oscillatorie persistenti per accoppiamento di una dinamo in serie con un motore in derivazione, senza condensatore (Courants oscillants persistants par accouplement d'une dynamo en série avec un moteur en dérivation sans condensateur). — *Elettricista*, n° 23, 1907.

Un moteur en dérivation, soumis à une force électromotrice alternative sinusoïdale, se comporte comme une résistance inductive, dont l'inductance peut avoir une valeur négative; et par suite l'appareil est équivalent à une self et une capacité en série. Pour une valeur convenable de la vitesse, la self et la capacité équivalentes ne dépendent pas de la fréquence.

O.-M. CORBINO. — Un dispositivo elettromeccanico per la trasformazione diretta di correnti continue in oscillazioni elettriche persistenti di frequenza elevata (Un dispositif électro-mécanique pour la transformation directe de courants continus en oscillations électriques persistantes de fréquence élevée). — *R. Accademia Peloritana*, 12 décembre 1907.

L'auteur prend un moteur qu'il fait tourner grâce à la force électromotrice constante d'une batterie d'accumulateurs; entre les bornes de l'induit on peut alors avoir une résistance apparente négative pour des courants alternatifs de fréquence supérieure à une certaine limite. M. Corbino montre les avantages de ce système sur le dispositif du mémoire indiqué ci-dessus.

Ch. TOUREN.

SUR LES CHAMPS MAGNÉTIQUES DES TACHES SOLAIRES (1);

Par M. GEORGE E. HALE.

On sait quels liens étroits unissent l'astronome au physicien. L'astronome, en effet, emprunte constamment au physicien ses méthodes de recherches, et, depuis le jour où Galilée dirigea vers le ciel le premier instrument d'optique, l'astronomie n'a cessé d'être tributaire de la physique et d'en recevoir le plus précieux concours.

Or, dans ces dernières années, des découvertes importantes ont été réalisées en physique et il en est résulté immédiatement des progrès nouveaux en astrophysique. Ce sont les principaux résultats obtenus à l'observatoire du mont Wilson par l'application de ces découvertes récentes en optique à l'étude du Soleil, que je me propose d'exposer ici.

Le mont Wilson fait partie de la Sierra Madre ; ses flancs sont rocheux et escarpés, et son sommet est en partie boisé. De ce sommet, élevé de 1760 mètres au-dessus du niveau de la mer, on voit, en général, très distinctement, la vallée San Gabriel, toutefois la vallée est quelquefois cachée par les nuages qui viennent du côté de la mer. En hiver, lorsque le temps est orageux, les nuages s'élèvent et finissent par envahir le sommet. Cependant, le climat de la Californie, en particulier dans la partie sud où se trouve le mont Wilson, convient admirablement aux études astronomiques. On se fera d'ailleurs une idée exacte de l'état du ciel lorsque l'on saura que, dans le courant de l'année dernière, 304 jours ont été assez beaux pour permettre de photographier le Soleil. En ce qui concerne la transparence de l'air, on pourra en juger par la différence qui existe entre les deux photographies de l'amas Messier 35, faites toutes deux par M. Barnard, avec la lunette de Bruce, la première à l'observatoire Yerkes (altitude 360 mètres), la deuxième au sommet du mont Wilson (1760 mètres) ; le temps de pose pour les deux photographies a été le même, et M. Barnard considère que le grand nombre d'étoiles visibles sur le cliché obtenu au mont Wilson montre bien la supériorité de cette station sur l'observatoire Yerkes.

Le but que nous poursuivons dans notre observatoire est l'étude de l'évolution des étoiles. Mais, avant d'aborder les étoiles, il nous

(1) Conférence faite à la Société française de Physique, le 23 avril 1909.

faut, tout d'abord, nous attaquer au Soleil avec toutes les armes dont nous pouvons disposer.

Le Soleil est, en effet, la seule étoile assez rapprochée de la Terre pour permettre une étude détaillée de sa surface et de son atmosphère. Il faut donc commencer par bien se rendre compte des phénomènes dont le Soleil est le siège si l'on veut interpréter rationnellement les résultats de l'analyse de la lumière complexe des étoiles, car le spectre des étoiles consiste en la superposition des spectres de leurs photosphères, taches, facules, chromosphères, protubérances et couronnes.

C'est pour entreprendre l'étude des phénomènes solaires que le télescope Snow a été érigé sur le mont Wilson, il y a quatre ans. Un premier miroir plan, monté dans un cœlostât, envoie la lumière solaire sur un deuxième miroir également plan, qui la réfléchit, vers le nord, sur un miroir concave de 18 mètres de longueur focale. Tout l'appareil est monté dans un bâtiment construit spécialement de manière à maintenir l'air intérieur à la même température que l'air extérieur. L'image du Soleil, formée par le miroir concave, a un diamètre de 0^m,17 et peut être photographiée, soit directement à la manière ordinaire, soit à l'aide d'un spectrohéliographe.

Dans le premier cas, on obtient une image qui représente le Soleil tel qu'on le verrait dans une lunette. Les seuls phénomènes remarquables que présente cette image sont les taches et les facules situées près du bord. Les taches, vues dans des conditions favorables, ont une structure extrêmement complexe, qui change d'heure en heure et souvent de minute en minute, sous l'œil de l'observateur. Le caractère général de cette structure apparaît nettement sur les remarquables photographies de Janssen. Mais jusqu'ici, cependant, la photographie n'a pas réussi à enregistrer les détails délicats que Langley a reproduits si fidèlement par le dessin. Quoique le Soleil ait été assidûment observé depuis l'époque de Galilée, nos connaissances sur les taches n'ont pas progressé aussi rapidement qu'on aurait pu le désirer. Par exemple, on ne sait pas encore avec certitude si les taches se trouvent à un niveau supérieur ou inférieur à celui de la photosphère. Quant au mode de formation des taches, la multiplicité des théories émises par les astronomes pour l'expliquer est la meilleure preuve de la difficulté que présente la question. Parmi ces théories, celle de Faye a été adoptée par plusieurs astronomes des plus distingués. Pour Faye, la formation des taches est

due à l'inégale durée de rotation des divers points de la photosphère. Dans le voisinage de l'équateur solaire, un point de la surface accomplit une révolution en 25 jours; en s'élevant vers les pôles, la durée de la révolution s'accroît; à la latitude de 45°, par exemple, elle atteint 27 jours et demi. Ainsi donc aux deux bords nord et sud d'une tache, la vitesse de mouvement n'est pas exactement la même. Faye attribue à cette différence de vitesse la formation de tourbillons qui ne seraient pas autre chose que des taches. Cette théorie semble confirmée par la structure même des taches, qui présentent quelquefois l'apparence d'un tourbillon. Mais cette apparence, selon Secchi, n'est visible que dans un très petit nombre de taches, 6 0/0 environ. D'ailleurs, il a été prouvé que la théorie de Faye ne suffit pas à expliquer complètement la formation des taches, à cause de la faible différence des vitesses de leurs deux bords nord et sud. Néanmoins, la théorie des tourbillons, sous les formes diverses que lui ont données plusieurs savants, occupe une position importante parmi les théories solaires.

Par suite de la grande mobilité des gaz de l'atmosphère solaire, il semble que l'existence des tourbillons et des orages cycloniques puisse être révélée par le mode même de distribution de ces gaz. L'étude de ce mode de distribution des gaz de l'atmosphère solaire ne peut plus se faire au moyen d'une simple lunette, elle nécessite l'emploi du spectrohéliographe.

Examinons tout d'abord la photographie directe du Soleil obtenue avec le télescope Snow, le 30 avril de l'année dernière. Dans la région du disque, on ne voit qu'un groupe de petites taches. Une photographie prise avec le spectrohéliographe présente un aspect tout différent. Voici l'image obtenue en opérant avec la lumière de la raie H_2 du calcium. Cette photographie représente, par conséquent, la distribution de la vapeur de calcium dans l'atmosphère solaire au-dessus des taches. Ce nuage énorme de calcium ne montre aucun mouvement tourbillonnaire, ni de courants atmosphériques. Mais élevons-nous encore dans l'atmosphère solaire, et opérons avec la lumière de la raie rouge de l'hydrogène. On voit que le cliché obtenu dans ces conditions ne ressemble en rien aux précédents. Il est difficile, en effet, de croire que ces trois photographies représentent la même région du disque solaire au même instant. Au niveau supérieur, les flocculi noirs de l'hydrogène nous montrent qu'il existe un mouvement cyclonique autour du groupe de taches. Cette structure est d'ailleurs caractéristique et loin d'être rare, elle

se rencontre autour de la plupart des groupes de taches quand on les photographie avec la radiation émise par la raie H_{α} de l'hydrogène, dans de bonnes conditions atmosphériques. Ces flocculi rappellent, d'une manière frappante, les admirables dessins de taches solaires de Langley.

Mais le mystère des taches solaires est loin d'être éclairci et beaucoup de recherches seront nécessaires pour expliquer complètement les phénomènes enregistrés par le spectrohéliographe.

Examinons quelques-unes des photographies obtenues avec la raie H_{α} . Voici une tache photographiée le 29 mai de l'année dernière. On voit autour de la tache un tourbillon et, au sud, un grand flocculus noir. La hauteur de la masse de gaz qui constitue ce flocculus ne peut être déterminée; mais, le 26 mai, quand la tache était précisément au bord, la protubérance, qui a donné plus tard cette image noire, avait une hauteur de 27 000 kilomètres. De jour en jour on pouvait constater nettement que le flocculus se dirigeait lentement vers la tache, sans changement important dans sa forme. Mais, le 3 juin, une transformation rapide se produisit : à 4^h 58, le flocculus avait la forme que voici ; puis, quinze minutes plus tard, un long prolongement de ce flocculus se dirigeait vers la tache. La dernière photographie de la série, prise à 5^h 22, montre que le mouvement s'est maintenu à une vitesse qui est de l'ordre de 100 kilomètres à la seconde. De plus, la tache présentait deux noyaux et chacun d'eux paraît avoir été un centre d'attraction, car le prolongement du flocculus s'est divisé en deux branches qui se sont précipitées chacune dans un des noyaux de la tache. Il semble donc que nous ayons assisté à l'engouffrement d'une masse énorme d'hydrogène par un tourbillon.

Il est intéressant de remarquer que les grands tourbillons des hémisphères nord et sud du Soleil paraissent tourner en sens contraires, comme c'est le cas pour nos orages cycloniques terrestres. Mais ce n'est pas là une règle sans exceptions. Nous trouvons, en effet, dans le même hémisphère, parmi les petits tourbillons, tout au moins, quelques-uns qui tournent en sens inverse des grands tourbillons.

Nous ne pouvons évidemment pas nous prononcer encore sur la nature des tourbillons solaires. Mais il est possible que plusieurs phénomènes importants constatés dans les tourbillons, soient dus non pas à des mouvements réels des gaz, mais à des changements survenus dans leur état physique : changements de température, de

pression, etc. Cette hypothèse nous a été suggérée par l'étude de nos photographies et notamment par l'examen d'une longue série d'épreuves que l'on a fait passer dans un cinématographe.

Admettons, pour le moment, que les taches solaires soient produites par de grands tourbillons et examinons quelles conséquences on pourra en déduire : Nous connaissons tous les effets produits par un courant électrique circulant dans un solénoïde. Les lignes de force du champ magnétique qui en résultent sont parallèles à l'axe du solénoïde et leur intensité est déterminée par le diamètre du solénoïde, le nombre de spires et l'intensité du courant. L'expérience de Rowland nous a démontré que le mouvement rapide d'un corps chargé d'électricité engendre un champ magnétique. Ainsi, lorsqu'un tourbillon solaire mettra en révolution rapide un nombre suffisant de particules chargées d'électricité, un champ magnétique sensible en résultera. Mais quelles raisons avons-nous pour admettre l'existence de particules chargées électriquement dans le Soleil et comment pourrions-nous mettre en évidence le champ magnétique, s'il existe ?

Il est bien connu qu'un fil métallique chaud ou le filament d'une lampe à incandescence émet des corpuscules chargés électriquement. Cette propriété d'émettre des corpuscules à une très haute température appartient au carbone et à tous les métaux, qu'ils soient à l'état solide ou à l'état de vapeur. Nous avons donc des raisons pour croire que le Soleil, puisqu'on y rencontre les mêmes corps que sur la Terre, doit émettre un grand nombre de ces corpuscules. Thomson ayant montré qu'un filament de carbone à son maximum d'incandescence peut produire un courant de plusieurs ampères par centimètre carré, il nous est permis d'admettre que, dans le Soleil, il peut se développer des courants encore plus puissants. Il semble donc probable que la révolution de corpuscules dans les tourbillons solaires puisse produire de puissants champs magnétiques. S'il en est ainsi, le spectre des taches solaires doit présenter l'effet Zeeman.

On sait que si l'on place une source lumineuse dans un champ magnétique et que l'on observe son spectre suivant une direction parallèle aux lignes de force du champ, chaque raie se dédouble. La distance entre les deux composantes des doublets ainsi formés dépend de l'intensité du champ, et, de plus, ce qui caractérise ces doublets magnétiques et les distingue des doublets produits par tout autre moyen, c'est que la lumière des deux composantes est polarisée circulairement, dans des sens opposés. Ceci posé, considérons une

tache solaire au centre du disque et supposons qu'elle produise un tourbillon dont l'axe se trouve sur la droite qui passe par l'œil de l'observateur et la tache. Dans ces conditions, si un champ magnétique intense est produit par le tourbillon, les lignes spectrales dues aux vapeurs qui se trouvent dans ce champ devraient s'élargir et se transformer en doublets ; en outre, la lumière des composantes de ces doublets doit être polarisée circulairement et en sens opposés. Toutefois, on peut se demander si ces phénomènes s'observeront avec les raies noires du spectre des taches solaires, car le phénomène de Zeeman n'a été constaté tout d'abord qu'avec les raies brillantes d'émission des gaz. Mais les expériences de Zeeman, Cotton, Koenig et d'autres nous montrent que les raies noires produites par l'absorption des gaz des taches peuvent se comporter exactement comme les raies brillantes.

Le spectre des taches solaires a été observé, pour la première fois, par Lockyer, en 1866. Il a découvert que plusieurs raies du spectre solaire étaient élargies sur toute l'étendue des taches, et l'observation de ces raies élargies a été continuée systématiquement par un grand nombre d'observateurs. L'un de ces observateurs les plus distingués fut Young, qui a fait ses dernières observations avec un puissant spectroscopie à réseau fixé au foyer du réfracteur de 0^m,82 d'ouverture de l'observatoire de Princeton. Young est le premier qui ait montré que plusieurs raies appartenant au spectre des taches étaient des doublets rapprochés. Mitchell, qui a travaillé d'abord avec le professeur Young et plus tard indépendamment, a étudié spécialement ces doublets qu'il a trouvés en grand nombre surtout à l'extrémité rouge du spectre. Il les nomma « raies renversées », parce qu'il les supposait produites par le rayonnement d'une couche chaude de gaz surmontant la tache et donnant naissance à une raie brillante étroite au centre d'une ligne sombre élargie. Des renversements ayant vraisemblablement cette origine, s'observent dans le cas des raies H et K du spectre des taches. On comprend donc que Mitchell ait attribué le phénomène en apparence identique des doublets du spectre des taches à une cause semblable. Quant à l'élargissement des raies obscures, on le supposait dû à une augmentation de densité des gaz des taches. Les différents aspects que présentent les raies dans le spectre des taches sont nettement visibles sur ce dessin, qui est dû à Mitchell.

En outre des raies ordinairement élargies et renversées, nous

trouvons, dans certains cas, une raie centrale noire accompagnée de sortes d'ailes et, dans d'autres cas, des raies amincies ou presque complètement effacées.

On a obtenu d'assez bonnes photographies de spectres de taches solaires à l'aide du spectrographe de 5^m,40 de foyer employé avec le télescope Snow. Mais l'expérience a prouvé qu'une longueur focale plus grande serait nécessaire pour dédoubler les raies. En outre, nous avons des raisons pour croire qu'une lunette disposée verticalement offrirait de grands avantages. En conséquence, le télescope Snow étant constamment occupé par le travail au spectrohéliographe, on fut obligé de construire une nouvelle lunette que l'on disposa verticalement dans une tour et dont l'installation fut terminée en 1907.

L'instrument de la tour consiste essentiellement en une lunette de 0^m,30 de diamètre et de 18 mètres de distance focale fixée dans la tour et visant le zénith. Le tube ordinaire des lunettes est remplacé par l'ossature légère de la tour en acier qui est solidement maintenue par des haubans également en acier. Le miroir d'un cœlostât monté au sommet de la tour réfléchit les rayons solaires sur un autre miroir qui les renvoie verticalement, vers le bas, sur l'objectif. Dans le plan focal de cet objectif, à 18 mètres au-dessous, une image du Soleil de 0^m,16 de diamètre environ vient se former sur la fente d'un spectroscopie placé à 0^m,90 au-dessus du sol. La lumière d'une région quelconque de l'image solaire, d'une tache par exemple, après avoir traversé la fente, descend verticalement dans un puits de 9 mètres de profondeur, creusé sous la tour. A 9 mètres de la fente, les rayons divergents rencontrent l'objectif de 0^m15 de diamètre qu'ils traversent et d'où ils sortent parallèles; puis, ils tombent sur un réseau plan de Rowland ayant 568 raies au millimètre; ce réseau disperse la lumière en un certain nombre de spectres renvoyés vers le même objectif qui en donne des images à son foyer situé près de la fente. En faisant tourner le réseau d'un petit angle, l'image du spectre se forme en un point situé un peu à côté de la fente. C'est en cet endroit que l'on place la plaque photographique. Cette manière de procéder permet de photographier une région du spectre de 0^m,43 de longueur en une seule opération.

Dans nos recherches sur les taches solaires, la plupart des photographies ont été faites avec les spectres du troisième ordre, dont le pouvoir de résolution et la dispersion sont considérables. Les dispo-

sitions que nous avons adoptées dans la construction du spectrographe et de la lunette présentent de très grands avantages : grâce à la grande épaisseur des miroirs, à l'élévation du cœlostât au-dessus du sol et à la direction verticale donnée au faisceau des rayons, la définition de l'image solaire est toujours beaucoup plus satisfaisante que dans le télescope Snow. Une autre avantage important consiste dans la constance de la température qui règne au fond du puits où le réseau se trouve placé. Grâce à cette disposition, nous pouvons faire de longues poses, lorsque cela est nécessaire, sans craindre que les raies spectrales soient déplacées par le fait d'une variation de température. Le réseau du spectrographe est de faibles dimensions ; je l'ai employé presque constamment, avec de plus petits spectroscopes, depuis 1889 ; mais, avec la grande distance focale dont on dispose actuellement, on peut séparer les raies voisines sur la plaque photographique avec autant de facilité que visuellement. C'est grâce à ce pouvoir de résolution que nous avons pu, non seulement photographier les raies élargies et les doublets du spectre des taches mais encore enregistrer une multitude de raies étroites, dont la plupart sont dues à des composés chimiques.

Le temps me manque ce soir pour vous parler des diverses études faites, avec cet instrument, sur le spectre des taches solaires avant que j'aie commencé à entreprendre des recherches pour déceler un champ magnétique dans les taches. Je dirai seulement qu'un catalogue des raies du spectre des taches solaires est presque terminé et que la carte préliminaire qui a été dressée sera bientôt suivie d'une autre plus parfaite, qui est en préparation. Une série de recherches faites sur le spectre de l'arc et du four électriques nous a conduits à supposer que l'augmentation d'intensité et l'affaiblissement de certaines raies étaient probablement dus à des variations de température dans les gaz des taches.

Occupons-nous maintenant de rechercher la cause qui produit l'élargissement et le dédoublement des raies du spectre des taches. Voici la méthode que j'ai employée dans ces recherches. Un nicol a été placé au-dessus de la fente du spectrographe et on a disposé par-dessus un parallépipède de Fresnel. Si les composantes d'un doublet du spectre d'une tache étaient polarisées circulairement dans des sens opposés, le passage de leur lumière à travers le parallépipède de Fresnel donnerait deux rayons polarisés rectilignement, les plans de polarisation faisant entre eux un angle de 90° . Il s'ensuit que, dans

une certaine position du nicol, une des composantes seule sera visible, tandis que, si on tourne le nicol de 90° , l'autre composante apparaîtra et la première s'éteindra.

Dès que cette méthode fut appliquée avec l'instrument de la tour, on découvrit le véritable caractère des doublets du spectre des taches. Suivant l'orientation qu'on donnait au nicol, l'une ou l'autre des composantes du doublet s'éteignait à volonté, exactement comme Zeeman l'avait réalisé dans son laboratoire. A cause de l'apparence caractéristique des doublets de Zeeman, cette expérience aurait pu suffire à prouver l'existence d'un champ magnétique dans les taches solaires. Mais, ce qu'il y a de très remarquable dans l'effet de Zeeman, c'est qu'il conduit à de nombreuses conséquences qui peuvent se vérifier par l'expérience. Les premières expériences de Zeeman ont appris, par exemple, que, si l'intensité d'un champ magnétique est insuffisante pour séparer complètement les composantes d'un doublet, les bords de la raie élargie qui en résulte sont polarisés circulairement dans des sens opposés. Par conséquent, ces raies qui sont élargies, mais non dédoublées dans le spectre des taches, doivent changer de position lorsqu'on fait tourner le nicol ; or, c'est précisément ce qui a été observé. De plus, on sait que les raies qui constituent les cannelures des spectres de bandes des corps composés ne sont pas, en général, affectées par un champ magnétique. Par conséquent, par analogie, les raies des cannelures dans le spectre d'une tache solaire ne devront pas se déplacer lorsqu'on fera tourner le nicol ; cette conséquence de la théorie a été aussi vérifiée.

Une expérience encore plus intéressante fut suggérée par un autre phénomène que l'on observe dans les laboratoires. On sait que, lorsqu'on observe parallèlement aux lignes de force un doublet dont l'une des composantes a été éteinte par un nicol, le renversement du courant qui circule dans l'électro-aimant a pour effet d'éteindre la composante visible et de faire apparaître l'autre composante. Dans le Soleil, conformément à notre hypothèse, le renversement du sens de rotation d'un tourbillon équivaut au renversement du sens du courant dans les bobines d'un électro-aimant. Il s'ensuit alors que la composante la moins réfrangible d'un doublet sera invisible lorsque le tourbillon tournera dans un certain sens, tandis que l'autre composante deviendra invisible à son tour lorsque le tourbillon tournera en sens contraire. Fort heureusement l'expérience a pu être réalisée grâce à la présence, de chaque côté de l'équateur solaire, de taches

tourbillonnaires qui tournaient en sens opposés. Ces expériences ont conduit à des résultats qui sont en parfait accord avec notre hypothèse.

Jusqu'ici, nous avons considéré les phénomènes que l'on observe parallèlement aux lignes de force d'un champ magnétique; mais une raie spectrale, qui est simplement dédoublée dans ces conditions, est généralement divisée en trois composantes lorsque l'observation est faite perpendiculairement aux lignes de force. Les composantes du doublet polarisées circulairement se transforment en composantes polarisées rectilignement occupant la même position, tandis qu'une autre raie apparaît au milieu des deux composantes: La lumière de cette raie médiane est aussi polarisée rectilignement, la direction des vibrations étant parallèle au champ, tandis que le plan de polarisation des deux autres raies fait un angle droit avec la direction du champ. Par conséquent, lorsqu'une tache est transportée près du bord du Soleil par le fait de la rotation de l'astre, nous devrions nous attendre à voir les doublets se transformer en triplets, si leur production est réellement due à un champ magnétique. Or, l'observation montre que, dans ce cas, la ligne centrale n'apparaît pas, ce qui semblerait, au premier abord, constituer un argument sérieux contre l'hypothèse magnétique. Mais nous allons voir comment des expériences de laboratoire ont permis de lever cette difficulté.

On conçoit dès lors combien il est important pour l'astrophysicien de pouvoir entreprendre, parallèlement aux observations astronomiques, des recherches de laboratoire. J'ai insisté sur cette nécessité depuis le début de mes travaux. A l'observatoire de Kenwood, dès 1888, j'avais organisé un laboratoire de spectroscopie; à l'observatoire Yerkes, j'avais également entrepris des recherches physiques pour interpréter mes observations astronomiques. Actuellement notre laboratoire est installé à Pasadena, au pied du mont Wilson. Il est pourvu de fous électriques de formes diverses, d'appareils pour l'étude de l'effet de la pression sur les spectres, etc. De plus, comme dès l'origine de l'installation de l'observatoire, il me parut indispensable d'étudier l'effet Zeeman pour interpréter certains phénomènes solaires et stellaires, nous nous sommes procuré un puissant électro-aimant ainsi que les appareils accessoires nécessaires. Une étincelle intense jaillissant entre des électrodes métalliques dans le champ de l'électro-aimant constitue une excellente source de lumière. Un grand nombre de raies doubles dans les spectres de taches solaires étant dues au

fer, ce métal fut exclusivement employé dans les premières expériences. Le spectre fut photographié sous différents angles par rapport aux lignes de force avec un puissant spectrographe semblable à celui de la tour et installé, comme lui, dans une chambre souterraine du laboratoire.

C'est grâce aux expériences exécutées avec ces appareils que l'on a pu expliquer la manière spéciale de se comporter des doublets du fer dans le spectre des taches solaires. Nous avons dit que ces doublets ne se résolvent pas en triplets lorsqu'on les observe au bord du Soleil, c'est-à-dire suivant une direction perpendiculaire aux lignes de force. Or, les expériences de laboratoire ont prouvé qu'en réalité ces doublets ne se transforment pas en triplets mais bien en quadruplets, c'est-à-dire en doublets dans lesquels chacune des composantes est une ligne double très serrée. Dans le champ magnétique des taches solaires, qui est beaucoup plus faible que les champs employés, en général, dans les laboratoires, les raies doubles qui constituent les composantes des doublets ne peuvent être séparées. Aussi, dans le spectre des taches solaires, ne voit-on jamais que des doublets simples, quelle que soit la position qu'occupe la tache sur la surface du Soleil.

La distance entre les composantes des doublets ou des triplets produits par le champ magnétique varie beaucoup suivant les différentes raies considérées. Quelques raies, — qui constituent d'ailleurs une exception, — ne sont pas affectées par le champ magnétique ; d'autres sont simplement élargies et d'autres enfin sont nettement et quelquefois largement séparées. C'est pourquoi il est important de comparer l'élargissement et l'espacement des raies dans le spectre des taches solaires avec le phénomène analogue produit par un champ magnétique terrestre. A peu d'exceptions près, — dont la plupart peuvent être mises sur le compte de raies appartenant à des éléments étrangers et qui se superposent presque sur les raies étudiées, — les résultats des observations solaires et les recherches de laboratoires s'accordent d'une manière satisfaisante.

Le tableau suivant indique l'écartement des composantes de quelques doublets ou triplets du fer, dans une tache et dans l'étincelle. Dans la deuxième colonne, intitulée « Δλ Étincelle », on donne la distance entre les composantes de certaines raies observées dans le laboratoire. L'intensité du champ magnétique employé dans nos expériences de laboratoires étant environ 5,1 fois plus grande que

l'intensité du champ magnétique des taches, on a divisé les chiffres de la deuxième colonne par 5,1 et on a obtenu ainsi les chiffres de la troisième colonne. Les écartements ainsi calculés sont parfaitement comparables aux écartement observés dans les taches, écartements qui sont inscrits dans la quatrième colonne. Enfin, la cinquième colonne, en donnant les différences entre les nombres des deux colonnes précédentes, montre que l'accord entre les observations solaires et les recherches de laboratoire est très satisfaisant.

Longueur d'onde	$\Delta\lambda$ Etincelle	$\frac{\Delta\lambda}{5,1}$ Etincelle	$\Delta\lambda$ Tache	δ	$\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda \text{ Tache}}$ Etincelle
6213,14	0,703	0,138	0,136	— 0,002	5,2
6301,72	0,737	0,144	0,138	— 0,006	5,3
6302,71	1,230	0,241	0,252	+ 0,011	4,9
6337,05	0,895	0,175	0,172	— 0,003	5,2

Comme l'intensité du champ de notre électro-aimant était d'environ 15 000 gauss, l'intensité du champ dans la tache devait être environ de 15 000 divisés par 5,1, soit 2 900 gauss. Les champs les plus puissants mesurés jusqu'ici sur nos photographies de spectres de taches atteignent environ 4 500 gauss, et correspondent à un écartement des raies beaucoup plus grand que celui indiqué dans le tableau ci-dessus.

En comparant de la même manière les différentes raies du titane et du chrome, dans les taches solaires et dans l'étincelle, on a trouvé des résultats moins concordants que pour le fer. D'ailleurs, on avait déjà observé que certaines raies, telles que la raie D du sodium et les raies *b* du magnésium, qui sont probablement localisées à un niveau beaucoup plus élevé que la majorité des raies du spectre des taches, ne sont que très légèrement élargies dans le Soleil, quoique ces raies soient cependant fortement affectées par un champ magnétique, dans les expériences de laboratoire. Ce fait semble indiquer que l'intensité du champ dans les taches décroît rapidement lorsqu'on s'élève au-dessus de ces taches. Dans ces conditions, on comprend que les raies des éléments qui se trouvent à des niveaux supérieurs à la moyenne doivent être très faiblement dédoublées par le champ magnétique d'une tache. Il semble donc que l'on puisse expliquer de cette manière le désaccord que l'on constate entre les résultats obtenus sur le Soleil et dans le laboratoire lorsqu'on opère sur le titane et le chrome.

Une expérience nouvelle importante a été suggérée par le phénomène bien connu qui est régi par la loi de Preston. D'après cette loi,

la distance entre les composantes des raies d'une série, lorsqu'on les sépare par un champ magnétique, varie en raison directe du carré de la longueur d'onde. Nous avons trouvé que cette loi s'applique même dans le cas d'un métal, comme le fer, dont les raies ne peuvent être groupées en séries, à la condition de considérer les écartements moyens d'un nombre suffisant de raies. En tenant compte de cette loi, nous devons nous attendre à constater que l'élargissement des raies dans les taches décroît rapidement vers le violet et que l'écartement des doublets diminue de la même manière. Or, c'est précisément ce que montre l'examen des spectres des taches.

Mais bientôt on découvrit que le spectre normal des taches renferme toujours des triplets aussi bien que des doublets. Les triplets sont assez difficiles à reconnaître parce que la raie centrale se confond presque avec les deux autres composantes, si bien que, dans la plupart des cas, les trois raies ne sont pas nettement séparées avec le pouvoir de résolution dont on dispose. Comme on observe ces triplets, même lorsque la tache est très près du milieu du disque solaire, on doit admettre que, quelle que soit la position de la tache sur le Soleil, elle envoie de la lumière dans des directions faisant des angles considérables avec les lignes de force.

Dans un triplet normal, observé dans le laboratoire, la ligne centrale a une intensité double de celle des composantes situées de chaque côté, quand on l'observe à angle droit avec les lignes de force, et elle disparaît tout à fait quand on l'observe parallèlement aux lignes de force. Il s'ensuit qu'en mesurant le rapport des intensités des raies latérales et centrale d'un triplet, on peut déterminer l'angle formé par les lignes de force avec le rayon visuel. Dans le cas des taches solaires, les déterminations d'intensité qu'on a pu faire jusqu'ici ne sont pas suffisantes pour permettre de mesurer cet angle avec précision, mais cependant il semble qu'il soit compris entre 30° et 60° lorsque la tache est près du centre du Soleil. En conséquence, si l'on admet l'hypothèse d'un champ magnétique produit par le tourbillon d'une tache, l'axe de ce tourbillon, au lieu d'être dirigé suivant un rayon, comme nous l'avions supposé tout d'abord, fera un angle bien inférieur à 90° avec la surface de la photosphère (1).

(1) Il conviendra toutefois, avant de se prononcer définitivement sur la valeur de cet angle, de tenir compte des recherches de Maculuso et Corbino sur l'intensité des raies des triplets. La polarisation produite par le réseau et les deux miroirs de la lunette de la tour devra aussi être considérée.

Le peu de temps dont je dispose ne me permet que de citer rapidement quelques autres recherches que j'ai abordées.

Dans les expériences de laboratoire, la raie centrale des triplets est polarisée dans un plan parallèle au champ magnétique. Il en résulte que si la lumière passe simplement au travers d'un nicol sans traverser un parallépipède de Fresnel, il sera possible d'éteindre cette raie centrale en orientant convenablement le nicol, et le triplet se réduira alors à un doublet. Or, ces expériences répétées sur les triplets que l'on observe dans les spectres des taches, ont donné des résultats conformes aux prévisions. De plus, cette manière d'examiner les raies permet de reconnaître facilement les triplets qui sont trop serrés pour que l'on puisse distinguer leurs composantes si l'on n'éteignait pas la raie centrale.

En terminant, nous ajouterons les quelques remarques suivantes : L'inclinaison de l'axe des tourbillons des taches, indiquée par l'intensité de la ligne centrale des triplets, semble favorable à la théorie des taches solaires d'Emden. Suivant cette théorie, les phénomènes de convection qui se produisent à l'intérieur du Soleil ont pour effet d'amener constamment à la surface des masses de gaz surchauffées qui tendent à conserver la vitesse de rotation relativement faible dont elles étaient animées dans les régions voisines de l'axe du Soleil. Pendant que ces masses gazeuses s'élèvent au-dessus de la surface, elles sont remplacées dans la partie inférieure par des gaz relativement froids, qui sont animés des vitesses plus grandes qu'elles avaient au niveau de la photosphère. Aux différentes surfaces de séparation de ces masses gazeuses, des vagues, semblables à celles qui se produisent dans l'océan sous l'action du vent, se déplacent avec des vitesses différentes. Lorsqu'une de ces vagues s'élève et se brise, elle engendre un grand tourbillon qui sera entretenu par les vitesses relatives des surfaces contiguës. Emden a déterminé par le calcul les formes approximatives que doivent avoir ces surfaces à l'intérieur du Soleil. La figure que voici représente les résultats de ses recherches.

Suivant la théorie d'Emden, les axes des tourbillons doivent se trouver dans un plan passant par l'axe du Soleil, ou, tout au moins, dans un plan très voisin. L'inclinaison de l'axe dans ce plan correspondrait approximativement à l'une des lignes courbes représentées sur la figure.

Aux pôles du Soleil, là où une tache ne peut évidemment pas se

former, parce que les conditions nécessaires à sa production font défaut, l'axe du tourbillon coïnciderait avec l'axe du Soleil. Dans le voisinage de l'équateur, la courbure de l'axe serait maxima. On conçoit même que deux taches se trouvant de part et d'autre de l'équateur puissent constituer les extrémités d'un même canal tourbillonnaire. Le sens de rotation sera alors opposé dans les deux taches : celle de l'hémisphère sud tournera dans le sens des aiguilles d'une montre, tandis que la tache de l'hémisphère nord tournera en sens contraire. Ce fait a pu être vérifié une fois sur des clichés obtenus avec le spectrohéliographe : on y voit les deux taches tourner dans des sens opposés et cela lors de deux apparitions successives séparées par une rotation complète du Soleil. Suivant l'hypothèse que nous avons faite, les champs magnétiques dans ces taches devraient avoir des polarités opposées. Or, ce fait a été également constaté dans deux apparitions. De plus, le 10 septembre, MM. Fox et Abetti ont photographié avec le spectrohéliographe Rumford de l'observatoire Yerkes une immense éruption, qui s'étendait sur toute la distance comprise entre ces taches. La parenté qui semble ainsi exister entre ces taches des deux hémisphères, et qui est confirmée par les observations magnétiques, me paraît être un puissant argument en faveur de la théorie d'Emden.

La diminution rapide de l'intensité du champ magnétique, lorsqu'on s'élève au-dessus des taches, prouve que l'action de ce champ se fait sentir faiblement dans les hautes régions de l'atmosphère solaire. A une distance du Soleil égale à celle de la Terre, les effets magnétiques combinés de plusieurs taches, en supposant qu'elles aient toutes la même polarité, seraient donc tout à fait incapables de rendre compte des orages magnétiques terrestres. Il est nécessaire, par conséquent, pour expliquer ces orages, d'avoir recours à une autre théorie.

Le temps me fait défaut pour décrire en détail les instruments et les méthodes que nous employons dans nos recherches stellaires. Il me suffira de dire que nous appliquons les mêmes principes que dans nos études sur le Soleil, c'est-à-dire que nous faisons une application constante des méthodes de recherches si fécondes imaginées par les physiciens. Aussi me semble-t-il que l'astronome ne peut que tirer le plus grand profit d'une coopération aussi complète que possible avec le physicien.

RECHERCHES SUR L'ÉCHAUFFEMENT
DES CONDUCTEURS PAR LE COURANT ÉLECTRIQUE ;

Par M. LOUIS ROY.

Lorsqu'on fait débiter une pile électrique de force électromotrice et de résistance intérieure constante sur un circuit de résistance constante et dénué de self-induction, l'intensité du courant prend instantanément une valeur invariable, en vertu de la loi d'Ohm. La température du circuit va en croissant, mais tend évidemment vers une valeur constante puisque la quantité de chaleur dégagée par effet Joule reste invariable.

Le phénomène est en réalité plus complexe si l'on remarque que la résistance d'un circuit est fonction de sa température. L'intensité du courant ainsi que la quantité de chaleur dégagée deviennent dès lors fonctions du temps, de sorte qu'il n'est plus évident, *a priori*, que la température et les autres paramètres qui fixent l'état du circuit doivent tendre vers un état stationnaire.

C'est l'étude de ce cas complexe que j'ai cherché à aborder par l'emploi simultané des équations de la propagation de l'électricité et de la propagation de la chaleur. J'exposerai tout d'abord la théorie générale de l'échauffement des conducteurs cylindriques homogènes et indéfinis de forme quelconque se refroidissant dans un milieu isolant à température constante ; cette théorie m'a conduit à quelques propositions générales relatives à l'existence d'un régime permanent et différentes suivant que c'est l'intensité du courant ou la différence de potentiel qui est maintenue constante.

J'examinerai ensuite deux cas particuliers où les calculs peuvent être aisément menés jusqu'au bout : celui d'un parallépipède rectangle dont les deux faces opposées sont imperméables à la chaleur, et celui d'un conducteur filiforme. Pour ce dernier, les calculs restent abordables même lorsque le fil a une longueur finie et ses extrémités maintenues à une température constante.

Je terminerai en donnant quelques résultats expérimentaux que j'ai obtenus en étudiant l'échauffement d'un fil d'argent et celui du filament d'une lampe à incandescence.

La place limitée dont je dispose m'oblige à passer rapidement sur

les détails de calculs. Le lecteur, désireux de combler cette lacune, pourra se reporter à une autre publication (1).

ÉCHAUFFEMENT D'UN CONDUCTEUR CYLINDRIQUE INDÉFINI.

Équations générales. — Je suppose qu'il est possible de réaliser dans le cylindre une distribution de l'électricité telle que deux sections droites fixes du cylindre distantes de $2l$ soient à chaque instant deux surfaces équipotentiellles.

Rapportons le cylindre étudié à un système de trois axes de coordonnées rectangulaires ox, y, z . Prenons comme axe oz une parallèle aux génératrices et comme plan des xy , le plan équidistant des deux sections équipotentiellles.

Soient :

x, y, z, t , les coordonnées courantes et le temps ;

$u(x, y, t)$ la température en un point du cylindre, comptée en prenant comme origine la température constante du milieu ambiant : elle est indépendante de z , puisque le cylindre est indéfini ;

$\rho(u)$ la résistivité en un point, fonction de la température seule ;

$\psi(x, y, z, t)$ le potentiel en un point qui est aussi une fonction du temps ;

$\delta_x, \delta_y, \delta_z$, les composantes, fonctions de x, y, z, t , de la densité du courant ;

C , la chaleur spécifique du corps, constante par hypothèse ;

K , son coefficient de conductibilité interne également constant ;

I , l'intensité totale du courant qui traverse le cylindre et que marquerait un ampèremètre supposé monté en série avec lui ;

$V_1(t)$ et $V_2(t)$, les potentiels à l'instant t des deux sections droites équipotentiellles dont il a déjà été question ; si l'on suppose qu'on maintienne dans le cylindre une intensité constante on peut imaginer que par l'effet d'une cause extérieure ces deux fonctions varient de telle sorte que I soit maintenu constante quoi qu'il arrive ; dans le fonctionnement à différence de potentiel constante, au contraire, ces deux fonctions se réduiront à des constantes ;

$\chi(x, y, u)$, le flux de chaleur qui pénètre par unité de surface et de temps, en un point de la surface latérale Σ du cylindre ;

(1) *La Lumière électrique*, n° 30, 31, 32, 45 de 1908.

n , une variable comptée sur la normale extérieure en un point de Σ ;

\mathfrak{A} , l'aire de la section droite du cylindre limitée dans le plan des xy par un contour Γ , qui peut être simple ou se composer de plusieurs courbes fermées ;

$F(x, y)$, la température initiale du cylindre, que je ne suppose pas nécessairement nulle pour plus de généralité.

Si l'on pose pour abrégé :

$$\Delta u = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2},$$

les équations du problème sont les suivantes :

$$(1) \quad \rho \delta_x = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad \rho \delta_y = -\frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad \rho \delta_z = -\frac{\partial \psi}{\partial z} \text{ (Loi d'Ohm) ;}$$

$$(2) \quad \frac{\partial \delta_x}{\partial x} + \frac{\partial \delta_y}{\partial y} + \frac{\partial \delta_z}{\partial z} = 0 \text{ (Loi de Kirchoff)}$$

Pour

$$(3) \quad z = -l, \quad \psi = -V_1(t); \quad \text{pour } z = +l, \quad \psi = V_2(t) \text{ (Hypothèse);}$$

$$(4) \quad C \frac{\partial u}{\partial t} = K \Delta u + \rho (\delta_x^2 + \delta_y^2 + \delta_z^2) \text{ (Equation indéfinie de la température);}$$

$$(5) \quad K \frac{du}{dn} = \chi \text{ (Loi du rayonnement sur } \Sigma);$$

$$(6) \quad \frac{d\psi}{dn} = 0 \text{ (Le milieu ambiant est isolant).}$$

Pour

$$(7) \quad t = 0, \quad u = F(x, y) \text{ (Condition initiale).}$$

On vérifie ces équations en posant :

$$(8) \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0, \quad \frac{d\psi}{dy} = 0,$$

équations qui expriment que les surfaces équipotentielles sont des plans perpendiculaires aux génératrices du cylindre. Il en résulte qu'on a :

$$(9) \quad \delta_x = 0, \quad \delta_y = 0, \quad \frac{\partial \delta_z}{\partial z} = 0.$$

Dérivons maintenant par rapport à x les deux membres de la

troisième des équations (4), il vient :

$$\rho \frac{\partial \delta_z}{\partial z} + \delta_z \frac{d\rho}{du} \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}.$$

Et comme u est indépendant de z , il résulte de la troisième des équations (9) qu'on a :

$$(10) \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0,$$

d'où :

$$(11) \quad \psi = -A(t)z + B(t).$$

A et B désignant des fonctions du temps seulement. En tenant compte des conditions (3), on obtient pour A.

$$(12) \quad A(t) = \frac{V_1(t) - V_2(t)}{2l}.$$

D'après la troisième des équations (9), δ_z ne dépend que de x, y, t ; il vient donc comme expression de l'intensité :

$$(13) \quad I = \iint_{\mathcal{A}} \delta_z(x, y, t) dx dy.$$

Enfin la troisième des équations (4) devient d'après (11) :

$$(14) \quad \rho \delta_z = A(t).$$

Je vais maintenant examiner ce qui se passe suivant que c'est l'intensité ou la différence de potentiel qui est maintenue constante.

Fonctionnement à intensité constante. — Dérivons par rapport au temps les deux membres de l'équation (13), on a, puisque I est constant :

$$(15) \quad 0 = \iint_{\mathcal{A}} \frac{\partial \delta_z}{\partial t} dx dy.$$

Cette équation sera identiquement vérifiée, si l'on a :

$$(16) \quad \frac{\partial \delta_z}{\partial t} = 0.$$

Soit, d'autre part,

$$(17) \quad \rho = \rho_0 \varphi(u) \quad \text{avec} \quad \varphi(0) = 1,$$

la loi de variation de la résistivité avec la température, en tenant compte des équations (16) et (17), l'équation (14) s'écrit :

$$(18) \quad \rho_0 \varphi(u) \delta_z(x, y) = A(t).$$

Si l'on y fait $t = 0$, on obtient en tenant compte de (7) :

$$(19) \quad \rho_0 \varphi(F) \delta_z(x, y) = A(0).$$

On peut supposer connus les potentiels initiaux $V_1(0)$ et $V_2(0)$ et imaginer que, par la suite, on les fait varier de façon à maintenir I constant. Dans ces conditions, $A(0)$ est connue, et l'équation (19) détermine δ_z , si la jonction φ est elle-même connue. Remarquons que si la température initiale du cylindre était uniforme, la densité δ_z serait elle-même constante.

Il ne nous reste plus maintenant qu'à vérifier les équations suivantes :

$$(4') \quad C \frac{\partial u}{\partial t} = K \Delta u + \rho_0 \delta_z^2 \varphi(u),$$

$$(5) \quad (\text{sur } \Gamma) \quad K \frac{du}{dn} = \chi(x, y, u),$$

$$(7) \quad \text{pour } t = 0, \quad u = F(x, y).$$

Pour cela considérons la fonction $U(x, y)$ indépendante du temps qui vérifie les équations :

$$(20) \quad \left\{ \begin{array}{l} 0 = K \Delta U + \rho_0 \delta_z^2 \varphi(U) \\ K \frac{dU}{dn} = \chi(x, y, U) \end{array} \right.$$

Si l'on pose

$$(21) \quad u = U + v,$$

v étant la nouvelle fonction inconnue, il en résulte qu'on doit avoir :

$$C \frac{\partial v}{\partial t} = K \Delta v + \rho_0 \delta_z^2 [\varphi(U + v) - \varphi(U)],$$

$$K \frac{\partial v}{\partial n} = \chi(x, y, U + v) - \chi(x, y, U);$$

pour $t = 0$

$$v = F(x, y) - U(x, y).$$

Mais on peut toujours poser :

$$\begin{aligned} \varphi(U + v) - \varphi(U) &= \alpha(U, v)v, \\ \chi(x, y, U + v) - \chi(x, y, U) &= -k(x, y, U, v)v, \end{aligned}$$

α et k étant deux fonctions des variables mises en évidence. Sans faire pour l'instant aucune hypothèse spéciale sur la façon dont se fait le rayonnement à la surface du cylindre, l'expérience permet d'affirmer que la fonction k est essentiellement positive. Nous avons donc, en définitive, à traiter les équations :

$$(22) \quad C \frac{\partial v}{\partial t} = K \Delta v + \rho_0 \delta_z^2 \alpha v,$$

$$(23) \quad (\text{sur } \Gamma) \quad K \frac{dv}{dn} = -kv;$$

$$(24) \quad \text{pour } t = 0, \quad v = FU.$$

Il nous faut maintenant examiner le cas où la résistivité diminue quand la température s'élève (cas du charbon) et celui où elle augmente (cas des métaux).

Cas où la résistivité diminue quand la température augmente. — Dans ces conditions, la fonction α est essentiellement négative. On reconnaît alors dans les équations (22), (23) et (24) celles du refroidissement d'une plaque diathermane posée sur le plan des xy , dont les faces seraient imperméables à la chaleur et qui se refroidiraient par ses bords. La théorie de la chaleur nous enseigne que la fonction v , définie par les équations précédentes, doit tendre asymptotiquement vers zéro à partir de l'instant initial. Il existe donc, quelle que soit la grandeur de I , une température de régime U .

Cas où la résistivité augmente quand la température augmente. — Dans ces conditions, la fonction α est essentiellement positive. Supposons :

- 1° Que la fonction F est constante ;
- 2° Que la fonction α est constante ;
- 3° Que la fonction k est indépendante de v .

La deuxième hypothèse revient à supposer que la résistivité croît suivant une fonction linéaire de la température :

$$(25) \quad \rho = \rho_0(1 + \alpha u).$$

La troisième exprime que le rayonnement se fait suivant la loi de Newton.

Dans les équations (22), (23) et (24), faisons le changement de variables :

$$(26) \quad v = e^{\frac{\rho_0 \delta_z^2 \alpha}{c} t} V,$$

V étant la nouvelle fonction inconnue; il vient, en remarquant que, d'après la première des nouvelles hypothèses faites, δ_z est constant :

$$(27) \quad \left\{ \begin{array}{l} C \frac{\partial V}{\partial t} = K \Delta V, \\ (\text{sur } \Gamma) \quad K \frac{dV}{dn} = -kV; \\ \text{pour } t = 0 \quad V = F - U. \end{array} \right.$$

Ce sont les équations du refroidissement d'une plaque athermane posée sur le plan des xy , dont les faces sont imperméables à la chaleur et qui se refroidit par ses bords. On sait que l'intégrale des équations (27) est de la forme :

$$(28) \quad v = \sum_{i=0}^{i=+\infty} C_i e^{-\frac{K}{c} \beta_i^2 t} W_i(x, y),$$

les β_i désignant des nombres positifs croissants avec l'indice, les W_i des fonctions de x et de y seulement et les C_i des constantes déterminées de façon à vérifier la condition initiale. L'équation (26) donne alors pour v :

$$(29) \quad v = \sum_{i=0}^{i=+\infty} C_i e^{-\frac{1}{c} (K\beta_i^2 - \rho_0 \delta_z^2 \alpha) t} W_i(x, y).$$

Ceci nous montre que v ne tendra vers zéro que si l'on a :

$$(30) \quad K\beta_0^2 - \rho_0 \delta_z^2 \alpha > 0 \quad \text{ou} \quad \delta_z < \beta_0 \sqrt{\frac{K}{\rho_0 \alpha}}.$$

Il faut donc, pour qu'il existe un régime permanent U de tempéra-

ture, que l'intensité I soit inférieure à la valeur I_c définie par :

$$(31) \quad I_c = \mathcal{A}_0 \beta_0 \sqrt{\frac{K}{\rho_0 \alpha}}$$

Cette intensité limite, à partir de laquelle la température du cylindre augmente indéfiniment, peut être appelée *Intensité critique*.

Fonctionnement à différence de potentiel constante. — Dans cette hypothèse, V_1 et V_2 sont des constantes ; A est donc constant d'après l'équation (12) et représente par suite la différence de potentiel par unité de longueur. Les plans équipotentiels deviennent ainsi des sections droites équidistantes. D'autre part, représentons par :

$$(32) \quad \rho = \rho_0 \frac{1}{\varphi(u)} \quad \text{avec} \quad \varphi(0) = 1,$$

la loi de variation de la résistivité avec la température. D'après (14), on déduit pour δ_z :

$$\delta_z = \frac{A^2}{\rho_0} \varphi(u).$$

En remplaçant δ_z par cette valeur dans (4) et en tenant compte de (32), les équations du problème se réduisent à :

$$(4'') \quad C \frac{\partial u}{\partial t} = K \Delta u + \frac{A^2}{\rho_0} \varphi(u),$$

$$(5) \quad (\text{sur } \Gamma) \quad K \frac{du}{dn} = \chi(x, y, u);$$

$$(7) \quad \text{pour } t = 0, \quad u = F(x, y).$$

On reconnaît que ces équations sont identiques à celles du cas précédent, avec cette seule différence que δ_z est remplacé par $\frac{A}{\rho_0}$, ce qui va nous permettre d'arriver tout de suite aux résultats sans avoir à faire de nouveaux calculs. Définissons comme précédemment les fonctions U , v , α et k .

Cas où la résistivité augmente quand la température augmente. — Dans ces conditions, la fonction α est essentiellement négative, étant donné que la fonction $\varphi(u)$ a maintenant une signification inverse de la précédente. Les équations (22), (23) et (24), où je suppose δ_z rem-

placé par $\frac{A}{\rho_0}$, montrent alors que v tend asymptotiquement vers zéro à partir de sa valeur initiale ; u tend ainsi vers U , ce qui démontre l'existence d'un régime permanent.

Cas où la résistivité diminue quand la température augmente.

— La fonction α est alors essentiellement positive. Comme $\frac{A}{\rho_0}$ est une constante, il n'est plus nécessaire pour les besoins de la démonstration de supposer que F est constant ; mais supposons encore que α est constant et que h est indépendant de v . La première de ces deux hypothèses revient à supposer que la résistivité décroît suivant une fonction hyperbolique de la température.

$$(33) \quad \rho = \frac{\rho_0}{1 + \alpha u}.$$

Or, si l'on remarque que la substance la plus intéressante rentrant dans cette catégorie est le charbon pour lequel $\alpha = 5 \times 10^{-4}$ environ, et que la température du filament d'une lampe à incandescence sous son voltage normal vaut 1800° environ, on trouve d'après la formule (33) $\delta = \frac{\rho_0}{1,9}$, résultat qui coïncide d'une façon remarquable avec ce que donne l'expérience. La loi hyperbolique (33) se tient donc beaucoup plus près des faits que la loi linéaire

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha u),$$

qui donnerait pour $\alpha = 5 \times 10^{-4}$ et $u = 1800^\circ$, $\rho = \frac{\rho_0}{10}$, résultat en complet désaccord avec l'expérience.

Cela posé, définissons encore la fonction V par l'équation (26), sans oublier de remplacer δ_x par $\frac{A}{\rho_0}$, nous arriverons ainsi à obtenir pour v :

$$(34) \quad v = \sum_{i=0}^{i=+\infty} C_i e^{-\frac{1}{c} \left(K\beta_0^2 - \frac{A^2}{\rho_0 \alpha} \right) t} W_i(x, y),$$

v ne tendra donc vers zéro que si l'on a :

$$K\beta_0^2 - \frac{A^2}{\rho_0} \alpha > 0, \quad \text{d'où} \quad \Lambda < \beta_0 \sqrt{\frac{K\rho_0}{\alpha}}.$$

Il faut donc, pour qu'il existe une température de régime U, que la différence de potentiel par unité de longueur soit inférieure à la quantité A_c définie par :

$$(35) \quad A_c = \beta_0 \sqrt{\frac{k\rho_0}{\alpha}}$$

Cette différence de potentiel, à partir de laquelle la température du cylindre augmente indéfiniment, peut être appelée *différence de potentiel critique*.

Ces conditions d'existence d'une température de régime pour les conducteurs cylindriques indéfinis peuvent être réunis dans les deux énoncés suivants :

I. Si l'intensité du courant est maintenue constante, la température en chaque point du conducteur reste finie, quelle que soit l'intensité, lorsque la résistivité de la substance diminue quand la température s'élève. Lorsqu'au contraire la résistivité augmente, la température du conducteur ne reste finie que si l'intensité est inférieure à une certaine valeur appelée *Intensité critique*.

II. Si la différence de potentiel entre deux sections droites du conducteur est maintenue constante, la température en chaque point du conducteur reste finie, quelle que soit la différence de potentiel appliquée, lorsque la résistivité de la substance augmente quand la température s'élève. Lorsqu'au contraire la résistivité diminue, la température du conducteur ne reste finie que si la différence de potentiel est inférieure à une certaine valeur appelée *Différence de potentiel critique*.

Je vais maintenant appliquer les équations générales obtenues à deux cas particuliers intéressants.

CAS D'UN PARALLÉLIPIÈDE RECTANGLE.

Soient $2a$ et $2b$ les dimensions transversales du parallépipède. Prenons comme plans des $yo\alpha$ et $zo\alpha$ les deux plans de symétrie du conducteur. Nous nous bornerons à examiner le cas du fonctionnement à différence de potentiel constante, où la résistance diminue quand la température s'élève. Nous supposerons de plus que le refroidissement se fait de la même façon par les deux faces $x = \pm a$, tandis que les deux faces $y = \pm b$ sont imperméables à la chaleur. Je supposerai enfin que α et k sont constants et que F est nul. Les

équations à vérifier seront les équations (4''), (5) et (7), qui s'écriront en tenant compte de (33) :

$$(36) \quad c \frac{\partial u}{\partial t} = K \Delta u + \frac{A^2}{\rho_0} (1 + \alpha u).$$

Pour $x = \pm a$

$$(37) \quad \frac{\partial u}{\partial x} \pm hu = 0,$$

avec $h = \frac{\hbar}{K}$.

Pour $y = \pm l$

$$(38) \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0.$$

Pour $t = 0$

$$u = 0.$$

En vertu de la condition (38) on satisfait à (36) en prenant pour x une fonction ne dépendant que de u et de t , de sorte qu'on a :

$$(36') \quad c \frac{\partial u}{\partial t} = K \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{A^2}{\rho_0} (1 + \alpha u).$$

Les analogues des équations (20) sont ici :

$$(20') \quad \begin{cases} 0 = K \frac{d^2 U}{dx^2} + \frac{A^2}{\rho_0} (1 + \alpha U), \\ \left(\frac{dU}{dx} \pm hU \right)_{\pm a} = 0. \end{cases}$$

Si on pose pour abrégier :

$$m = A \sqrt{\frac{\alpha}{K\rho_0}},$$

on obtient pour U :

$$U = \frac{\alpha}{\alpha(-m \sin ma + h \cos ma)} \cos mx - \frac{1}{\alpha}.$$

Les changements de variables (21) et (26), où δ_x serait remplacé par $\frac{A}{\rho_0}$ conduiraient aux équations (27), et l'expression de u serait d'après (34) :

$$u = U + \sum_{i=0}^{i=+\infty} C_i e^{-\frac{1}{c} \left(K \beta_i^2 - \frac{A^2}{\rho_0 \alpha} \right) t} W_i(x).$$

Le calcul montre qu'on a :

$$W_i(x) = \cos \frac{z_i}{a} x, \quad C_i = (-1)^{i-1} \frac{2ha^3m^2 \sqrt{z_i + a^2h^2}}{\alpha z_i (-m^2a^2 + z_i^2) (a^2h^2 + ah + z_i)},$$

$z_0, z_1, z_2, \dots, z_i \dots$ étant la suite des racines positives de l'équation :

$$(37) \quad z \operatorname{tang} z = ah,$$

et z_i et β_i étant liés par la relation :

$$a\beta_i = z_i.$$

Il en résulte que la différence de potentiel critique a pour expression d'après (35) :

$$A_c = \frac{z_0}{a} \sqrt{\frac{K\rho_0}{\alpha}}.$$

Comme on a évidemment $z_0 < \frac{\pi}{2}$ il en résulte que $A_c < \frac{\pi}{2a} \sqrt{\frac{K\rho_0}{\alpha}}$; le voltage critique est donc d'autant plus élevé que l'épaisseur du parallépipède suivant l'axe des x est plus faible.

Si le parallépipède est très aplati suivant l'axe des x et si de plus h est comparable à l'unité, la première racine z_0 de l'équation (37) est très petite, de sorte qu'en remplaçant la tangente par l'arc, on a sensiblement :

$$z_0^2 \approx ah \quad \text{ou} \quad z_0 = \sqrt{ah}.$$

On en déduit

$$A_c = \sqrt{\frac{kh\rho_0}{\alpha}}.$$

CAS D'UN CONDUCTEUR FILIFORME.:

Quand on passe au cas d'un conducteur filiforme, les équations générales que nous avons établies cessent d'être applicables. Il faut donc reprendre le problème en entier. Nous considérons un fil de longueur $2l$ dont les extrémités sont maintenues à la température constante prise pour origine du milieu ambiant; c'est ce qui arriverait pratiquement si le fil était pincé à ses extrémités dans deux électrodes métalliques épaisses. Je conserve les notations employées jusqu'ici avec cette différence que x désignera désormais

l'abscisse curviligne d'un point quelconque du fil comptée suivant le fil en prenant l'origine en son milieu et que χ représentera le périmètre de la section s du fil. Je supposerai constantes les quantités α et k .

La mise en équations du problème se fait en suivant la marche employée par Fourier pour l'armille; en définitive, on arrive aux équations suivantes :

$$(38) \quad \left\{ \begin{array}{l} C \frac{\partial u}{\partial t} = K \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\chi}{s} k u + \frac{\rho}{s^2} I^2, \\ \text{pour } x = \pm l \quad u = 0, \\ \text{pour } t = 0 \quad u = 0. \end{array} \right.$$

Fonctionnement à intensité constante. — Nous nous limiterons au cas où la résistivité augmente avec la température, et alors ρ est exprimé en fonction de u par l'équation (25).

La température stationnaire $U(x)$ du fil est la solution des équations :

$$0 = K \frac{d^2 U}{dx^2} - \frac{k\chi}{s} U + \frac{\rho_0}{s^2} (1 + \alpha U) I^2$$

pour

$$x = \pm l, \quad U = 0.$$

En posant :

$$\beta^2 = \frac{1}{Ks} \left(k\chi - \frac{\rho_0 \alpha I^2}{s} \right), \quad m = \frac{\rho_0 I^2}{Ks^2},$$

on trouve pour U :

$$(39) \quad U(x) = \frac{m}{\beta^2} \left(1 - \frac{\cosh \beta x}{\cosh \beta l} \right).$$

On voit que la température est symétrique par rapport à l'origine, comme il fallait s'y attendre. Elle est maxima au milieu du fil et a pour valeur :

$$(40) \quad U_m = \frac{m}{\beta^2} \left(1 - \frac{1}{\cosh \beta l} \right).$$

Si le fil est indéfini, $\frac{1}{\cosh \beta l} = 0$, la température du fil est constante et a pour valeur :

$$U_\infty = \frac{m}{\beta^2} = \frac{\rho_0 I^2}{k\chi s - \rho_0 \alpha I^2},$$

on en déduit :

$$U_m = U_\infty \left(1 - \frac{1}{\cosh \beta l} \right) < U_\infty.$$

Ces expressions sont applicables, que β^2 soit réel ou imaginaire. Posons maintenant :

$$u = U + e^{-a^2 \beta^2 t} V \quad \text{avec} \quad a^2 = \frac{K}{C};$$

les équations (38) donnent, en tenant compte de celles qui définissent U :

$$(41) \quad \frac{\partial V}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 V}{\partial x^2},$$

pour $x = \pm l, \quad V = 0; \quad \text{pour} \quad t = 0, \quad V = -U.$

L'intégration de l'équation (41) donne pour V :

$$V = \sum_{i=0}^{i=\infty} C_i e^{-a^2 \frac{(2i+1)^2 \pi^2}{4l^2} t} \cos(2i+1) \frac{\pi x}{2l}$$

où les coefficients C_i , déterminés par la condition initiale, ont pour valeurs :

$$C_i = (-1)^{i+1} \frac{16m^2 l^2}{(2i+1) \pi [4l^2 \beta^2 + (2i+1)^2 \pi^2]};$$

on en déduit :

$$(42) \quad u = U + \sum_{i=0}^{i=\infty} C_i e^{-a^2 \left[\beta^2 + \frac{(2i+1)^2 \pi^2}{4l^2} \right] t} \cos(2i+1) \frac{\pi x}{2l}$$

Si le fil est indéfini, on trouve que l'expression (42) se réduit à :

$$u = U_{\infty} (1 - e^{-a^2 \beta^2 t}).$$

L'expérience (42) montre que u ne tendra vers U que si l'on a :

$$\beta^2 + \frac{\pi^2}{4l^2} > 0$$

ou, en remplaçant β^2 par sa valeur et en résolvant par rapport à I :

$$I < \frac{1}{2l} \sqrt{s \frac{4k\gamma l^2 + Ks\pi^2}{\rho_0 \alpha}} = I_e.$$

Si le fil est indéfini et de section circulaire de rayon R, on trouve :

$$I_e = \pi R \sqrt{\frac{2kR}{\rho_0 \alpha}}.$$

Application des formulés précédentes au calcul des fusibles. — Les formules obtenues pour une intensité constante s'appliquent au calcul des fusibles assez fins pour ne pas élever d'une manière appréciable la température des pièces d'attache du fil. Le problème qui se pose est de calculer la section à donner à un fil de longueur déterminée pour qu'il fonde, lorsque l'intensité du courant qui le traverse atteint une valeur donnée à l'avance I . Le fil fondra lorsque U_m atteindra la température de fusion du métal U_f ; à cet instant, le fil se coupera en son milieu et le courant sera rompu.

La solution du problème est fournie par la formule (40), en y faisant $U_m = U_f$, il vient :

$$U_f = \frac{m}{\beta^2} \left(1 - \frac{1}{ch\beta l} \right).$$

Ayant choisi la forme de la section, χ s'exprime en fonction de s qu'on obtiendra en résolvant l'équation précédente. Or, on approxime :

$$ch\beta l = 1 + \frac{\beta^2 l^2}{2}$$

d'où sensiblement :

$$U_f = \frac{m^2}{\beta^2} \frac{\frac{\beta^2 l^2}{2}}{1 + \frac{\beta^2 l^2}{2}} = \frac{ml^2}{2 + \beta^2 l^2}.$$

Dans le cas d'un fil rond on aurait :

$$\beta^2 = \frac{1}{K} \left(\frac{2k}{R} - \frac{\rho_0 \alpha I^2}{\pi^2 R^4} \right), \quad m = \frac{\rho_0 I^2}{K \pi^2 R^4}.$$

En remplaçant et en tenant compte de ce qu'au point de fusion la résistivité est :

$$\rho_f = \rho_0 (1 + \alpha U_f),$$

on trouve :

$$l^2 = \frac{2KU_f \pi^2 R^4}{\rho_f I^2 - 2kU_f \pi^2 R^3}.$$

La courbe de variation de R en fonction de l a l'allure ci-contre (*fig. 1*); elle permet de calculer pour une intensité et une longueur données la valeur à donner à R .

Fonctionnement à différence de potentiel constante. — Nous nous limiterons au cas où la longueur du fil est infinie et où sa résistance

diminue quand la température s'élève. La résistivité est alors donnée par la formule (33) où α est positif. Le calcul donne pour u :

$$u = \frac{A^2 s}{\chi k \rho_0 s \alpha A^2} \left[1 - e^{-\frac{1}{s} \left(\frac{\chi k}{s} - \frac{A^2 \alpha}{\rho_0} \right) t} \right]$$

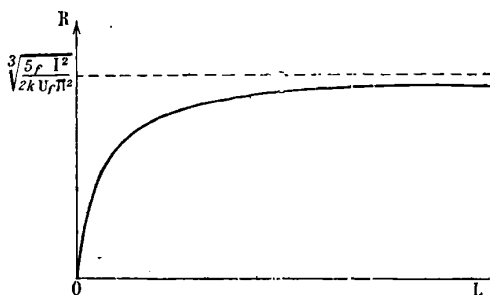


FIG. 1. — Calcul des fusibles, courbe de R en fonction de L.

On en déduit pour la différence de potentiel critique par unité de longueur :

$$A_c = \sqrt{\frac{\chi k \rho_0}{s \alpha}} \quad \text{ou} \quad \sqrt{\frac{2k \rho_0}{R \alpha}} \quad u \text{ le fil est rond.}$$

Soit L la longueur d'une portion du fil, E la différence de potentiel entre ses extrémités \mathcal{R} , sa résistance de régime \mathfrak{J} l'intensité de régime, \mathcal{R}_0 sa résistance pour $u = 0$, le calcul montre qu'on a :

$$(43) \quad U = \frac{\mathcal{R}_0 - \mathcal{R}}{\alpha \mathcal{R}}$$

$$(44) \quad 2\pi k R L = \frac{\alpha E^2}{\mathcal{R}_0 - \mathcal{R}}$$

$$(45) \quad E_c = E \sqrt{\frac{\mathcal{R}_0}{\mathcal{R}_0 - \mathcal{R}}}$$

$$(46) \quad \mathfrak{J}^2 = \frac{2\pi k R L}{\alpha} \frac{\mathcal{R}_0 - \mathcal{R}}{\mathcal{R}^2},$$

E_c désigne la différence de potentiel critique entre les extrémités de la longueur L.

On peut facilement étudier expérimentalement la loi de variation de \mathcal{R} en fonction de \mathfrak{J} ; connaissant α , la formule (43) fait connaître U, la formule (45) donne la différence de potentiel critique, et la formule (44) permet de se rendre compte jusqu'à quel point le coefficient de conductibilité extérieure k peut être regardé comme une constante.

L'équation (46) qui exprime la dépendance de \mathfrak{R} et de β a pour représentation graphique la courbe ci-contre. La courbe présente un point d'inflexion en un point u dont l'ordonnée est égale à :

$$\frac{6 - 2\sqrt{3}}{3} \mathfrak{R}_0,$$

ce qui donne lieu à une vérification expérimentale facile. De plus la tangente à l'origine est horizontale.

Résultats expérimentaux. — Les formules données en dernier lieu s'appliquent particulièrement bien aux lampes à incandescence, non seulement parce que la loi hyperbolique admise par la résistivité est valable à toute température, mais aussi parce que l'extrême petitesse des pièces d'attache du filament rend minima l'influence des extrémités, de sorte qu'on peut sensiblement regarder la température du filament comme uniforme, tout comme si celui-ci était indéfini. J'ai choisi une lampe à incandescence à filament de charbon (110 volts, 32 bougies) dont j'ai étudié la variation de résistance au pont de Wheatstone dans les limites de voltage très étendues.

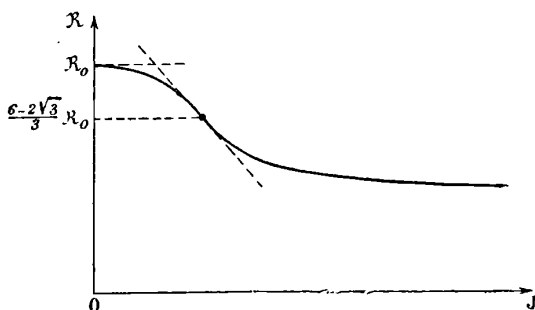


FIG. 2. — Courbe théorique de \mathfrak{R} en fonction de J .

En admettant pour $E = 110$ volts, $U = 1\ 750^\circ$, j'ai pu de la courbe expérimentale $\mathfrak{R} = f(\beta)$ déduire les courbes de variation de E , $2\pi RLk$ et U . Je ne peux songer à les reproduire ici, et je renvoie le lecteur au numéro 31 de *la Lumière électrique*.

D'après les valeurs admises on trouve $\alpha = 3,82 \cdot 10^{-4}$, valeur très admissible.

La courbe expérimentale $\mathfrak{R} = f(\beta)$ a bien l'allure de la *fig. 2*. La tangente à l'origine est horizontale et le point d'inflexion réel se trouve sensiblement à la place que lui assigne le calcul.

Par contre, le coefficient k augmente très sensiblement avec U .

L'expérience donnait $R_0 = 213$ ohms et pour $E = 110$ volts, $R_0 - R = 85,5$; on en déduit d'après la formule (45) :

$$E_c = 110 \sqrt{\frac{213}{85,5}} = 174 \text{ volts.}$$

Ceci expliquerait la stabilité de fonctionnement des lampes à incandescence.

Grâce à la petitesse du diamètre du filament, le voltage critique est bien supérieur au voltage de fonctionnement normal.

D'autres expériences faites à intensité constante sur un fil d'argent dont les constantes étaient :

$$2l = 26^{\text{cm}}, 5, \quad 2R = 0^{\text{cm}}, 015, \quad \alpha = 3,77 \times 10^{-4},$$

et dont les extrémités étaient maintenues à la température ambiante m'ont permis d'étudier les variations de k en fonction de U_m . Le résultat obtenu est que la courbe de variation est une droite qui a pour équation :

$$k = k_0 (1 + 0,00048U_m).$$

Les expériences ont été faites entre $U_m = 0$ et $U_m = 600^\circ$. Le coefficient k paraît ainsi varier peu avec la température, fait probablement dû à ce que l'argent est peu altérable à l'air, de sorte que la nature de la surface rayonnante ne varie pas beaucoup à mesure que la température s'élève.

UNIFICATION DES UNITÉS LUMINEUSES;

Par M. P. JANET.

Dans le but de déterminer aussi soigneusement que possible les rapports des unités photométriques d'Amérique, de France, d'Allemagne et de Grande-Bretagne, des comparaisons furent faites à différentes reprises durant les dernières années entre les unités lumineuses conservées au Bureau of Standards de Washington, au Laboratoire central d'Électricité de Paris, à la Physikalisch-Technische Reichsanstalt de Berlin et au National Physical Laboratory de Londres.

L'unité lumineuse du Bureau of Standards a été conservée par l'intermédiaire d'une série de lampes à incandescence électrique dont les valeurs avaient été déterminées à l'origine en fonction de l'Hefner.

L'unité lumineuse du Laboratoire-central d'Électricité est la bougie décimale, vingtième de l'étalon défini par la Conférence internationale des Unités de 1884 et qui est prise comme 0,104 de la lampe Carcel conformément aux expériences de M. Violle.

L'unité lumineuse de la Physikalisch-Technische Reichsanstalt est donnée par la lampe Hefner brûlant dans une atmosphère à la pression barométrique normale (76^{cm}) et contenant 8,8 de vapeur d'eau par mètre cube.

L'unité lumineuse du National Physical Laboratory est donnée par la lampe de 10 candles au pentane de Vernon-Harcourt brûlant dans une atmosphère à la pression barométrique normale (76^{cm}) et contenant 8^l de vapeur d'eau par mètre cube.

Outre les comparaisons directes des lampes à flamme effectuées récemment dans les Laboratoires nationaux d'Europe, des mesures furent faites en 1906 et en 1908 entre les unités européennes et américaines par l'intermédiaire de lampes électriques à filament de carbone soigneusement étudiées, et le résultat de toutes ces comparaisons donne les relations suivantes entre les unités lumineuses énumérées ci-dessus.

Aux erreurs d'expériences près, l'unité anglaise au pentane a la même valeur que la bougie décimale; elle est de 1,6 0/0 moindre que la bougie étalon des États-Unis d'Amérique et 11 0/0 plus grande que l'unité Hefner.

Le Bureau of Standards a pris l'initiative de provoquer l'unification des mesures lumineuses en Amérique, en Angleterre et en France, et dans ce but a proposé de réduire son unité lumineuse de 1,6 0/0. La date fixée pour ce changement est le 1^{er} juillet 1909.

A partir de cette date, dans les limites de précision nécessaire pour les besoins de la pratique industrielle, on pourra utiliser les rapports suivants :

1 bougie décimale = 1 bougie américaine = 1 bougie anglaise, et l'unité Hefner sera considérée comme égale à 0,9 de cette valeur commune.

Le Bureau of Standards d'Amérique, le National Physical Laboratory d'Angleterre et le Laboratoire central d'Électricité se sont mis

d'accord pour assurer la constance de cette unité lumineuse commune.

Sur l'initiative du Comité électrotechnique français, puis du Comité électrotechnique britannique, la Commission électrotechnique internationale a été saisie d'une proposition tendant à donner à cette unité lumineuse commune le nom de *bougie internationale*.

RÉGLAGE AUTOMATIQUE D'UN FOUR ÉLECTRIQUE (1);

Par M. LÉON KOLOWRAT.

Au cours de recherches que je poursuis actuellement au laboratoire de M^{me} Curie, je me suis trouvé en face du problème suivant : maintenir aussi constante que possible une température élevée dans un four électrique à résistance, et ceci pendant des périodes assez longues, plusieurs jours par exemple ; le four est alimenté par un courant alternatif de secteur, dont la tension varie, comme on sait, couramment de plusieurs centièmes. Grâce à l'obligeance de M^{me} Curie, qui a mis à ma disposition tous les appareils nécessaires, j'ai pu assembler un dispositif qui répond aux exigences tout en ne demandant que peu de surveillance. Le schéma suivant (*fig. 1*) fera comprendre le principe de l'appareil. F est un four à résistance chauffé par le courant de secteur A ; C, un couple thermoélectrique Le Châtelier relié au galvanomètre G. Le cadre mobile du galvanomètre porte, en outre du miroir concave M (qui sert à indiquer la déviation sur l'échelle D), un autre miroir plan M₁ en verre mince, de 4 × 5 centimètres de surface. L est le filament (placé verticalement) d'une lampe Nernst ; M₂, un miroir sphérique, doré sur sa surface antérieure ; P, une pile thermoélectrique Rubens de vingt éléments cuivre-constantan. La position des miroirs est réglée de telle sorte que, lorsque la déviation du galvanomètre, et par conséquent la température du four, atteignent une limite arbitrairement prescrite, les rayons de la lampe viennent se réunir sur les soudures de la pile P ; le courant qui se produit dans la pile agit sur un système de trois relais S, T, U, qui se commandent consécutivement ; de ce fait, une résistance B₂ est introduite dans le circuit A, ce qui provoque une baisse de la température du four ; la déviation du galvanomètre diminue alors, l'image de la lampe quitte

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 4 juin 1909.

les soudures, le système des relais shunte la résistance B_2 , et le même jeu recommence indéfiniment.

Le relais S doit être assez sensible pour obéir aux faibles courants de la pile P ; celui dont je me suis servi (construit par M. A. Darras) a une sensibilité limite de $1,5 \cdot 10^{-4}$ volts, sa résistance intérieure étant de 2 ohms.

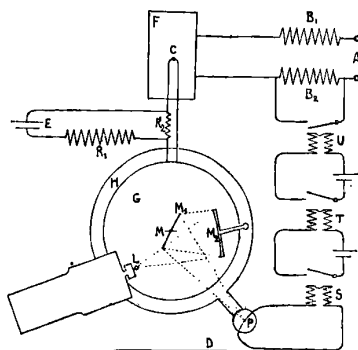


FIG. 1.

Les trois pièces L, M_2 , P sont fixées invariablement à une plate-forme H mobile autour du centre du galvanomètre ; il est aisé de voir qu'en faisant tourner cette plate-forme on peut régler l'appareil pour une déviation arbitraire du miroir M_1 , c'est-à-dire pour une température choisie à volonté ; la valeur de cette température est alors directement lue sur l'échelle D. Mais il est de beaucoup préférable de monter l'appareil en potentiomètre, c'est-à-dire de compenser la f. é. m. du couple C par celle d'un accumulateur E, de façon à ce que la déviation du galvanomètre reste toujours au voisinage du zéro ; la température du four est alors déterminée en fonction de la résistance R_1 (et de la f. é. m. de E, mesurée par comparaison avec un élément normal), et il n'y a qu'une faible correction à introduire du fait que la déviation moyenne n'est pas exactement égale à zéro. Ainsi le même galvanomètre sert à la fois à régler la température et à la mesurer.

L'appareil ainsi constitué m'a permis de maintenir dans un intervalle de 2 à 3° pendant des journées entières des températures allant jusqu'à 1 000° ; bien entendu il y a de petites modifications à apporter de temps en temps au réglage, ne fût-ce que pour contrebalancer la variation de la température des soudures froides du couple C ou le déplacement spontané du zéro du galvanomètre.

Il faut remarquer toutefois que l'intervalle indiqué pourrait être diminué, sans même qu'on doive augmenter la sensibilité du galvanomètre, qui est actuellement de $2 \cdot 10^{-6}$ volts par millimètre de l'échelle située à 1 mètre, avec une résistance intérieure de 6 ohms. En effet l'intervalle entre les deux déclenchements du système STU (autrement dit, entre le moment où la résistance B_2 est introduite dans le circuit A et celui où elle est shuntée) ne correspond qu'à $3/4$ ou 1° ; on pourrait donc régler la température avec cette précision, si le four ne possédait pas une espèce d'inertie, qui fait que la température à l'intérieur du four (c'est-à-dire à l'endroit où se trouve le couple C) ne suit pas instantanément les variations du courant A ; nul doute qu'il ne soit possible d'arriver à des résultats meilleurs avec un four plus sensible.

Le fonctionnement de l'appareil n'est pas dérangé par l'échauffement de quelques degrés produit par la lampe L, car les petites variations de la sensibilité du galvanomètre ne jouent aucun rôle dans une méthode de compensation, et les courants thermoélectriques parasites, qui se produisent lorsqu'on allume la lampe, ne tardent pas à disparaître dès qu'une température uniforme a été atteinte sous la boîte qui recouvre l'appareil (à l'exclusion de la lampe).

Le galvanomètre G avec sa lampe, ses miroirs et la pile P, n'est en réalité autre chose qu'une sorte de relais très sensible, qui a ceci de particulier que son fonctionnement ne comporte aucune liaison matérielle. Pour cette raison, sa sensibilité est déterminée uniquement par celle du galvanomètre, alors que dans un relais ordinaire une limite est toujours imposée par la nécessité d'avoir une force ou un couple suffisants pour former un bon contact et surtout pour le rompre. Un appareil qui jouit de la même propriété de ne dépendre que de la sensibilité d'un galvanomètre a été proposé par M. C. Tissot (Société française de Physique, séance du 6 mars 1908) comme signal d'appel pour détecteur électrolytique ; il est fondé sur l'emploi d'une cellule à sélénium à la place de la pile P.

Je remarquerai en terminant que dans une note parue tout dernièrement (*Phys. Rev.*, XLV, p. 142 ; 1909), M. Randall a décrit un four dont le réglage est également effectué au moyen d'un couple thermoélectrique relié à un galvanomètre ; ce dernier fait aussi fonction de relais, mais son principe n'a rien à voir avec celui qui vient d'être examiné.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

MÉMOIRES SUR LA RADIOACTIVITÉ ET L'IONISATION.

6^e série, t. XIV ; 2^e semestre 1907.

W. SUTHERLAND. — Ionization in solutions and two new types of viscosity (Ionisation dans les solutions et deux nouveaux types de viscosité).
P. 1-35.

L'auteur développe sa tentative de rattacher la viscosité électrolytique dans les solutions à des actions d'ordre électrostatique.

Dans une solution, les ions, dissociés par l'action du dissolvant, sont repoussés par ce dissolvant le plus loin possible de l'ion de signe contraire le plus voisin ; il s'établit une uniformité moyenne, telle que, sur un nombre $2q$ d'ions, chacun occupe le centre d'un domaine $\frac{1}{2q}$, et les domaines sont disposés en ordre régulier, alternativement positifs et négatifs. Une solution ionisée est ainsi une distribution de polarités possédant une certaine puissance, semblable à celle que l'auteur a pris pour base de sa théorie de la rigidité. L'application soudaine d'une force électrique à une solution ionisée entraîne dans le sens de la force les ions positifs, en sens inverse, les négatifs, et écarte la polarisation de son état d'uniformité. Elle provoque ainsi une résistance instantanée due à la rigidité de la distribution régulière. Mais les actions qui ont produit l'uniformité initiale tendent à la restaurer, de telle sorte que les ions se déplacent afin de relâcher l'état de contrainte. Le temps qu'ils y mettent est ce temps qui a été qualifié par Maxwell de « temps de relâchement⁽¹⁾ ». On rattache ainsi la viscosité électrique de la solution à la rigidité instantanée de la distribution régulière des ions dissociés d'une face analogue à la face dont Maxwell rattache la viscosité ordinaire à une rigidité instantanée des fluides.

Mais il y a un second type de viscosité électrique. Les charges des ions placent les molécules de la solution dans un état de polarisation. Une charge e au centre d'un ion de rayon a produit une charge induite $-e$ dans la solution qui l'entoure immédiatement, sur la

(1) MAXWELL, *The dynamical Theory of Gases* (*Phil. Mag.*, 4^e série, XXXV ; 1868).

surface d'une sphère de rayon plus grand que a . e mesure le « déplacement » électrique total sur une pareille sphère, et l'intensité de polarisation est en raison inverse du carré de la distance à l'ion central. Il en résulte une rigidité, qui, comme on l'a montré antérieurement, est proportionnelle à l'énergie électrostatique, par suite ici en raison inverse de la quatrième puissance de la distance à l'ion. Les effets de cette seconde rigidité constituent encore une résistance initiale à tout effort brusque de dérangement de l'ion, s'ajoutant à ceux de la première.

La conséquence essentielle de ces théories est que les équations du mouvement des ions dans les solutions électrolytiques sont plus complexes, et que l'on peut rendre compte désormais de la variation de conductibilité moléculaire avec la concentration sans cesser de regarder l'ionisation comme toujours complète à toutes les concentrations.

Ces équations conduisent à donner des valeurs plus correctes des grandeurs des molécules : les anciennes valeurs, déduites de la théorie des solutions ionisées, ne donnaient des valeurs approchées que grâce à une compensation d'erreurs. On arrive ici à des nombres tout à fait en harmonie avec ceux qu'on déduit de la théorie cinétique des gaz, par exemple à 1×10^{-8} centimètres pour le rayon de la molécule d'hydrogène. L'auteur conclut : « La théorie des solutions a besoin d'être entièrement écrite à nouveau. »

STANLEY MACKENZIE. — Secondary radiation from a plate exposed to rays from radium (Radiation secondaire émanée d'une plaque exposée aux rayons du radium). — P. 176-188.

On étudie les rayons secondaires émanés d'une lame de plomb, elle-même exposée au rayonnement du radium. L'appareil d'ionisation est soigneusement protégé contre le rayonnement direct du radium : il subit, dans une première série d'expériences, l'action de la face antérieure d'une lame de plomb qui regarde à la fois le radium et l'appareil ; et, dans une seconde série, l'action de la face postérieure de la même lame de plomb, disposée de manière à séparer le radium de l'appareil à ionisation.

Dans la première série, on a une sorte de réflexion des rayons du radium sur la surface du plomb. Les rayons secondaires reçus sur

l'appareil à ionisation dépendent des rayons incidents, rayons β ou rayons γ , et de l'épaisseur de la lame de plomb employée. Pour séparer l'action des rayons β de celle des rayons γ , on a recours à un écran épais placé devant le radium : il arrête tous les rayons β , ne laissant passer que les rayons γ . Vient-on à l'enlever, on a les rayons β et γ . On reconnaît ainsi que les rayons β ont un effet qui croît avec l'épaisseur de la lame de plomb « réfléchissante », mais cesse de croître quand cette épaisseur atteint un quart de millimètre, tandis que les rayons γ ont une action croissante jusqu'à 6 ou 7 millimètres.

L'emploi de la lame de plomb comme « transmetteur », — de manière qu'exposée par une de ses faces au radium, par l'autre à l'appareil à ionisation, elle n'agisse que par des rayons l'ayant traversée avec ou sans transformation, — a conduit à un résultat inattendu. L'effet produit par les rayons β est encore appréciable après une épaisseur de plomb de $15^{\text{mm}},6$.

L'auteur en tire, entre autres conclusions, une critique de certaines expériences d'absorption : quand un faisceau de rayons traverse une plaque d'une matière donnée, le changement d'ionisation produit ne donne pas purement et simplement le pouvoir absorbant de la matière, mais la différence entre ce qu'elle absorbe et les rayons transformés qu'elle émet elle-même sous l'influence du faisceau incident.

R.-H. MILLIKAND et G. WINCHESTER. — The influence of the temperature upon photo-electric effects in a very high vacuum, and the order of photo-electric sensitiveness of the metals (L'influence de la température sur les effets photoélectriques dans un vide très élevé et l'ordre de la sensibilité photoélectrique des métaux). — P. 188-210.

Le résultat essentiel est que la température ne change nullement les propriétés photoélectriques d'une plaque d'aluminium maintenue dans un vide de un cent-millième de millimètre de mercure, si la température varie de 50° à 343° . Il en est de même pour les autres métaux. L'ordre de la sensibilité photoélectrique n'est pas modifié par la température quand on opère dans le vide; il n'a aucun rapport avec la série de Volta.

C.-A. SCHOTT. — Note on the explanation of the radioactivity of radium
(Note sur l'explication de la radioactivité du radium). — P. 210-212.

Deux types de théories expliquent la radioactivité. Les unes supposent la charge positive de l'atome au repos, tandis que les particules négatives sont au repos ou en mouvement; les autres supposent les charges positives et négatives, animées les unes et les autres de grandes vitesses. Les premières attribuent les énergies des particules α et β , au moins pour une grande part, à de l'énergie potentielle empruntée à l'atome; les secondes les attribuent surtout à de l'énergie cinétique existant comme telle dans l'atome. Il résulte d'une discussion sommaire que, dans les premières, ce sont surtout les rayons β qui jouent le rôle principal dans l'échauffement produit par le radium; dans les secondes, les rayons α . L'expérience pouvait donc permettre de trancher entre elles; Rutherford estime que l'énergie cinétique des particules β ne dépasse pas 1 0/0 de celle des particules α , et les expériences paraissent bien en faveur de la seconde catégorie d'hypothèses, mais sans être encore assez décisives pour ne pas faire désirer un supplément de lumière sur ce point capital.

J.-J. THOMSON. — On the electrical origin of the radiation from hot bodies
(Origine électrique de la radiation des corps chauds). — P. 217-231.

Le point de départ des calculs de ce mémoire est que « la radiation des corps chauds est analogue à la radiation de Röntgen; elle consiste en une série d'impulsions électromagnétiques produites par l'arrêt ou le départ de corpuscules chargés dans un corps chaud ».

A l'état stationnaire, l'énergie rayonnée à partir de l'unité de volume d'un corps dans l'unité de temps doit être égale à l'énergie absorbée dans le même temps par ce même volume. Si E est l'énergie par unité de volume dans un faisceau d'énergie rayonnée, X la force électrique dans ce faisceau, et i le courant parallèle à la direction Ox , l'énergie absorbée par unité de volume est Xi , ou si c est la conductibilité de la substance traversée par le faisceau (et supposée à l'état stationnaire), l'énergie absorbée est X^2c . Si K est son pouvoir inducteur spécifique en unités électrostatiques, et V la vitesse de la

lumière dans le vide, on a :

$$E = \frac{KX^2}{4\pi V^2},$$

d'où l'on conclut que la vitesse d'absorption de l'énergie par unité de volume, ou, si l'on veut, la puissance absorbée par unité de volume est

$$cX^2 = c \frac{4\pi V^2}{K} E.$$

Cette puissance absorbée par 1 centimètre cube de métal et transformée par lui en énergie de radiation peut être énorme. Appliquant à l'argent la formule précédente, on trouve, à la température de 27° ou 300° absolu, VE (faisceau d'énergie rayonnante, passant à travers la substance dans l'unité de temps) = $\sigma\theta^4 = 10^{-12}$ (p. calorie) (300)⁴.

c (conductibilité spécifique) = $\frac{1}{2000}$. Donc, dans l'état stationnaire, l'énergie rayonnée par 1 centimètre cube d'argent à 27° et par seconde est :

$$\frac{\frac{1}{2} \cdot 10^{-3} \cdot 4\pi \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 10^{-12} (300)^4}{K} = \frac{1}{K} 1,5 \cdot 10^6 \text{ p. calorie.}$$

Si on supposait $K = 1$, on arriverait ainsi à ce résultat que l'énergie rayonnante produite dans 1 centimètre cube d'argent à la température ordinaire représente une puissance d'environ 8000 chevaux. « Ainsi, conclut l'auteur, quoique 1 centimètre cube d'argent ne distribue pas bien son énergie de radiation, il produit autant qu'une station d'éclairage électrique bien installée. »

Sur la valeur de $K = 1$, on pouvait discuter. Mais le raisonnement est, dans l'ensemble, aussi bien fondé qu'il est curieux. On arriverait bien à des valeurs analogues pour la totalité de l'énergie rayonnée par un autre corps, par exemple par un corps noir, en se fondant simplement sur la théorie ordinaire de la radiation et sur l'hypothèse moléculaire sans recourir aux théories électriques⁽¹⁾.

(1) Nous avons discuté ce paradoxe dans la *Dégradation de l'énergie*, chap. vi, p. 94.

A.-S. EVE. — The amount of radium present in typical rocks in the immediate neighbourhood of Montreal (La proportion de radium contenue dans des roches typiques au voisinage immédiat de Montréal). — P. 231-238.

L'étude des roches voisines de Montréal a donné, comme masse de radium contenue dans 1 gramme de roche, une valeur moyenne de $1,4 \cdot 10^{-12}$ grammes, soit un nombre du même ordre que celui de Strutt qui avait donné $1,4 \cdot 10^{-12}$.

F. SODDY et TH.-D. MACKENZIE. — The relation between uranium and radium (La relation entre l'uranium et le radium). — P. 272-295.

Expériences très soignées qui ont conduit à des résultats négatifs.

Deux cent cinquante grammes d'uranium, sous forme de nitrate d'uranyle, purifiés par extraction à l'éther et contenant au début $2,3 \cdot 10^{-11}$ grammes de radium, n'ont pas vu leur teneur en radium augmenter de plus de 10^{-11} grammes en 600 jours. On n'a pas réussi à découvrir un gaz, qui eût été l'intermédiaire possible entre l'uranium et le radium.

Depuis la publication de ce mémoire, les travaux de Soddy, d'une part, de Boltwood, d'autre part, ont mis en évidence l'existence d'un corps intermédiaire, nouveau corps radioactif, produit direct ou indirect de l'uranium, et qui, à son tour, donne directement ou indirectement du radium. Cet élément nouveau auquel Boltwood a donné le nom d'*ionium*, alors que Soddy propose celui de *subradium*, a des réactions chimiques tout à fait voisines de celles du thorium, dont il ne peut pas être séparé chimiquement, mais avec lequel, toutefois, il ne se confond certainement pas. Il aurait une période de demi-destruction de l'ordre de 10.000 ans.

I.-O. GRIFFITH. — The relation between the intensity of the ultra-violet light falling on a negatively charged zinc plate and the quantity of electricity which is set free from the surface (Relation entre l'intensité de la lumière ultra-violette qui tombe sur une lame de zinc chargée négativement et la quantité d'électricité mise en liberté à partir de la surface). — P. 297-306.

Le résultat général est que l'effet photoélectrique rapporté à l'intensité de la lumière incidente, $\frac{E}{I}$, au lieu d'être constant, comme

on l'admet très souvent, augmente avec l'intensité I de la lumière.

Voici un exemple d'expériences. La source de lumière est une étincelle éclatant dans l'air entre électrodes d'aluminium. On fait varier I en changeant la distance de l'étincelle au plateau de zinc.

v (en cm)	I (unités arbitraires)	E (effet en amp. par cm^2 de surface)	$\frac{E}{I}$
10	126	$318q$	2,52
37,6	8,63	$15,7q$	1,82
110,2	1	q	1,00
138	0,64	$0,43q$	0,67

q est égal à $2 \cdot 10^{-11}$ ampère par centimètre carré.

G.-H. MARTYN. — The discharge of electricity from hot bodies
(La décharge de l'électricité émanée des corps chauds). — P. 306-312.

On a vérifié deux affirmations, l'une de Wilson, l'autre de Wehnelt

D'une part, le platine chaud *perd* de l'électricité beaucoup plus dans l'hydrogène que dans le vide. D'autre part, en recouvrant le platine d'une couche de chaux, en l'immergeant dans le nitrate de calcium et le chauffant, on augmente aussi son pouvoir de perdre de l'électricité.

A la température de $1\ 600^\circ$, les pertes dans les divers cas sont représentées par les nombres suivants :

Perte dans l'air.....	$5 \cdot 10^{-7}$ ampère
Dans l'air avec enduit de chaux	$5 \cdot 10^{-2}$
Dans l'hydrogène.....	10^{-4}
Dans l'hydrogène avec enduit de chaux.	10^3

J. LARMOR. — On the range of freedom of electrons in metals
(Sur le degré de liberté des électrons dans les métaux). — P. 314-316.

La discussion des constantes optiques des métaux conduit à un nombre d'électrons libres de l'ordre de $\frac{1}{2} \cdot 10^{23}$ par unité de volume, ce qui est du même ordre que le nombre même des molécules du métal.

B. BRUNHES.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. VIII; 1907.

H.-W. SCHMIDT. — Radioaktivitätsmessungen in Saint-Joachimsthal
(Mesures de radioactivité à Saint-Joachimsthal). — P. 4.

La déperdition électrique mesurée dans les galeries des mines de pechblende à Saint-Joachimsthal est en moyenne 100 à 400 fois plus grande que la déperdition dans les conditions ordinaires. L'air et les eaux de la mine sont fortement radioactives.

K.-E.-F. SCHMIDT. — Versuche über gerichtete drahtlose Telegraphie
(Expériences sur la télégraphie sans fil dirigée). — P. 5.

En reliant l'antenne d'émission à un fil horizontal, on accroît notablement l'énergie émise dans la direction du fil : ce qui permet jusqu'à un certain point de diriger les ondes. Cet effet s'accroît quand on rapproche le fil horizontal du sol.

A. KORN. — Ein Lichtrelais (Relais optique). — P. 18.

Deux fils métalliques sont tendus dans l'entrefer d'un électroaimant. Les pièces polaires de cet électroaimant sont percées d'ouvertures par lesquelles on peut envoyer un faisceau de lumière perpendiculaire à la direction des fils. En face de ces ouvertures sont fixées aux fils deux lamelles d'aluminium. Lorsqu'un courant passe dans les fils, ceux-ci sont déviés en entraînant les lamelles et le faisceau lumineux est plus ou moins intercepté. En recevant ce faisceau sur une lentille et le concentrant sur une résistance de sélénium, on peut reproduire, dans un autre circuit, les oscillations du courant.

A. KORN. — Der Selenkompensator und seine elementare Theorie
(Compensateur à sélénium et théorie élémentaire). — P. 19.

Deux batteries d'accumulateurs sont en série, fermées sur un circuit comprenant deux résistances en sélénium.

Une dérivation dont l'une des extrémités est entre les deux batteries et l'autre entre les résistances de sélénium contient un galvano-

mètre, semblable à celui qui est décrit dans le mémoire précédent. Les résistances des deux circuits ainsi formés sont réglées de manière que le galvanomètre ne soit traversé par aucun courant, quand les séléniums ne sont pas éclairés. Si on éclaire l'un d'eux S_1 , sa résistance diminue et le galvanomètre dévie : l'instrument est installé de telle sorte que, grâce à cette déviation, le deuxième sélénium S_2 reçoive un éclairage proportionnel à la déviation.

Par ce dispositif, on réussit à obtenir dans la dérivation des courants proportionnels à l'intensité instantanée de l'éclairage de S_1 , malgré l'inertie électrique du sélénium.

J. KONIGSBERGER. — Ueber die Elektrizitäts zerstreung an verschieden en Orten (Déperdition électrique en différents lieux du globe). — P. 33.

S. KINOSHITA. — Spektralanalytische Beobachtungen an Kanalstrahlen in zusammengesetzten Gasen (Observations spectroscopiques sur les rayons-canaux dans les gaz composés). — P. 35.

Les rayons-canaux dissocient les gaz composés, acétylène, gaz de l'éclairage, bioxyde d'azote et gaz carbonique.

Les spectres montrent les lignes caractéristiques des éléments et aussi leurs bandes, en même temps que les bandes du corps composé.

Les lignes accusent l'effet Doppler. Les particules des rayons-canaux dans les gaz composés sont donc des ions-atomes positifs. En particulier, il semble bien que le véhicule de la raie 4267,5 du carbone soit un ion carbone monovalent.

L'effet Doppler ne se produit pas sur les spectres de bandes.

F. v. SCHROTT. — Das elektrische Verhalten der allotropen Selenmodifikationen unter dem Einflusse von Wärme und Licht (Influence de la chaleur et de la lumière sur les propriétés électriques des séléniums allotropiques). — P. 42.

Le sélénium gris cristallisé préparé à partir du sélénure de potassium est la forme stable à la température ordinaire : il n'est pas conducteur de l'électricité. Chauffé, il se transforme partiellement en sélénium métallique, qui est conducteur et sensible à l'action de la lumière.

Le sélénium rouge amorphe, non chauffé et maintenu longtemps dans la quinoléine, est conducteur et sensible à la lumière.

Le sélénium rouge cristallisé après dissolution dans le sulfure de

carbone, tend à se transformer, quand on le chauffe, en sélénium métallique.

Aux environs de la température de fusion (210° C.), la sensibilité à la lumière disparaît ; pendant le refroidissement jusqu'à 70°, la lumière provoque un accroissement de la résistance.

E. MADELUNG. — Die Durchschlagfestigkeit hoher Vakua
(Rigidité diélectrique dans les gaz très raréfiés). — P. 68.

D'après ces expériences, la différence de potentiel explosive tendrait, quand on diminue de plus en plus la pression vers une limite proportionnelle à la longueur de l'étincelle. Cette limite ne dépasserait pas $4 \cdot 10^5 \frac{\text{volt}}{\text{cm}}$.

A égalité de longueur, la différence de potentiel explosive est plus grande entre un plan et une pointe qu'entre deux plans.

E. MADELUNG. — Neue Verwendungsarten der Braunchen Röhre zur Untersuchung der magnetischen und dielektrischen Hysteresis (Nouveaux modes d'emploi du tube de Braun pour l'étude de l'hystérésis magnétique et de l'hystérésis diélectrique). — P. 72.

Le courant magnétisant passe dans deux bobines en série dont l'une contient l'échantillon de fer. Sur chacune de ces bobines est enroulée une bobine secondaire, comprenant un grand nombre de spires. Les extrémités de chaque bobine secondaire aboutissent à deux plaques parallèles; ces couples de plaques sont placés auprès du tube de Braun de façon que leur action électrostatique tende à dévier le faisceau cathodique dans deux directions rectangulaires. Les déviations sont proportionnelles aux forces électromotrices induites dans les bobines secondaires, soit à $a \frac{dt}{di}$ et $b \frac{dt}{di} + b, \frac{d\delta}{dt}$. En choisissant les dimensions des bobines, on peut rendre b négligeable. La tache fluorescente décrit alors une courbe ayant des coordonnées proportionnelles à $\frac{d\mathcal{X}}{dt}$ et à $\frac{d\delta}{dt}$. On peut d'ailleurs annuler rigoureusement b en employant une bobine auxiliaire.

S'il s'agit d'étudier l'hystérésis diélectrique, on met en série deux condensateurs, dont l'un renferme le diélectrique. On fait passer dans le circuit un courant alternatif.

Si les armatures des condensateurs sont reliées aux plaques du tube de Braun, la différence de potentiel entre ces plaques sera à chaque instant la même qu'entre les armatures. La courbe décrite par la tache fluorescente représentera la relation de la charge du condensateur à diélectrique et la différence de potentiel.

On peut obtenir des courbes analogues aux courbes en $\frac{d\mathcal{K}}{dt}$ et $\frac{d\mathcal{D}}{dt}$. Il suffit d'insérer dans le circuit des condensateurs des résistances sans induction, dont on réunit les extrémités aux plaques du tube de Braun.

W. KAUFMANN. — Zur Theorie des Kondensators
(Contribution à la théorie du condensateur). — P. 75.

L'auteur calcule la répartition du champ entre les armatures d'un condensateur, dans le cas où le champ n'est pas illimité extérieurement. Ce cas se présente dans les expériences où le condensateur est enfermé dans un récipient de verre ou dans un écran métallique, ainsi qu'il arrive dans les expériences sur la déviation électrostatique des rayons cathodiques ou analogues.

J. STARK. — Zur Diskussion über den Dopplereffekt bei den Kanalstrahlen
(Sur la discussion relative à l'effet Doppler dans les rayons-canaux). — P. 78.

Le phénomène est beaucoup moins intense en avant de la cathode, ce qui peut s'expliquer parce que les particules des rayons-canaux animées de grandes vitesses y sont moins nombreuses. C'est en effet au voisinage immédiat de la cathode que ces particules acquièrent la plus grande partie de leur vitesse.

On peut chercher l'origine de l'émission des raies mobiles dans l'énergie de translation, par l'hypothèse suivante.

Les particules des rayons-canaux traversent, en avant comme en arrière de la cathode, les sphères d'action d'un grand nombre de molécules. A chaque passage l'émission lumineuse de leurs électrons négatifs est augmentée; dans l'intervalle de ces passages, l'émission se produit sans perturbation. L'intensité moyenne des vibrations ainsi provoquées est d'autant plus grande que la vitesse des rayons est plus grande.

On pourrait aussi supposer que la configuration des systèmes d'électrons négatifs est modifiée par leur mouvement de translation.

J. STARK. — Ueber Absorption und Fluoreszenz im Bandenspektrum und über ultraviolette-Fluoreszenz des Benzols (Absorption et fluorescence dans le spectre de bandes et fluorescence ultra-violette du benzène). — P. 81.

D'après l'auteur, la fluorescence accompagne l'absorption dans un spectre de bandes ; tous les corps fluorescents ont un spectre d'absorption formé de bandes.

Le benzène, en vapeur ou en solution alcoolique, donne un spectre d'absorption comprenant sept bandes dans l'ultra-violet entre 271 et 233 $\mu\mu$. Il est fluorescent dans cette région et le spectre de la fluorescence est formé de bandes.

B. BOLTWOOD. — Ueber die letzten Zerfallsprodukte der radioaktiven Elemente. II, Die Zerfallsprodukte des Urans (Produits ultimes de la dissociation des éléments radioactifs. II, Produits de la dissociation de l'uranium). — P. 97.

Le plomb serait le produit final de la dissociation de l'uranium. A l'appui de cette hypothèse, Boltwood apporte les faits suivants, résultant de ces expériences.

Dans les minéraux primitifs non altérés, de même provenance, la teneur en plomb est proportionnelle à la teneur en uranium. Si on compare les minéraux de diverses provenances, le rapport entre la quantité de plomb et celle d'uranium est d'autant plus grand que le gisement, d'après les données géologiques, est plus ancien.

Les quantités d'hélium trouvées dans les minerais radio-actifs sont d'un ordre de grandeur qu'on peut prévoir en admettant que cet hélium résulte de la décomposition de l'uranium et de ses dérivés ; elle n'est jamais supérieure.

Il n'y a pas de relation apparente entre le rapport de l'uranium et du plomb et la quantité de thorium contenue dans les minerais : il semble démontré par là que le plomb n'est pas un produit de décomposition du thorium.

B. KUCERA. — Zur Zerstreung der α Strahlen in Metallen [Diffusion des rayons α dans les métaux. Remarques sur le mémoire E. Meyer⁽¹⁾]. — P. 103.

D'après les expériences de Meyer, l'intensité des rayons α , qui traversent deux feuilles de métaux différents superposées varie avec l'ordre des métaux. Meyer en conclut qu'il se produit une transformation des rayons α . Kucera pense que le phénomène s'explique par une diffusion des rayons α dans les métaux.

A. SCHMIDT. — Ueber die Radioaktivität einiger Süßwasserquellen des Taunus. III (Radioactivité de quelques tonnes d'eau douce du Taunus. III). — P. 107.

F. HENRICH. — Untersuchungen über die Thermalquellen von Wiesbaden und deren Radioaktivität (Recherches sur les eaux thermales de Wiesbaden et leur radioactivité). — P. 112.

La radioactivité des eaux de source varie suivant les époques de l'année, en même temps que le débit des sources, et aussi avec leur température.

E. BANDL. — Ueber das Verhalten dünner Aluminiumfolie in einem elektrostatischen Felde (Propriétés des feuilles d'aluminium minces dans un champ électrostatique). — P. 114.

Un fragment de feuille d'aluminium mince peut se maintenir en équilibre entre les pôles d'une machine de Wimshurst en activité, en effectuant des vibrations de faible amplitude. Quand on arrête la machine, ces vibrations augmentent d'amplitude jusqu'à ce que la feuille tombe hors du champ.

Une feuille rendue légèrement concave prend un mouvement de rotation à la manière d'une toupie.

Dans l'obscurité, on aperçoit des traînées d'étincelles entre les bords de la feuille et les pôles.

G. AECKERLEIN. — Ueber eine Fundamentalfrage der Elektrooptik [Sur une question fondamentale de l'électrooptique; réponse à M. Voigt⁽²⁾]. — P. 117.

On peut supposer que l'effet total du champ électrique est la résultante

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, VII, p. 241; 1908.

(2) AECKERLEIN, *J. de Phys.*, 4^e série, VII, p. 657; 1908; — VOIGT, *ibid.*, p. 722; 1908.

tante d'une action directe du champ sur la vitesse de propagation de la lumière et d'une action indirecte provoquée par l'électrostriction. Or Kerr a trouvé que, dans le sulfure de carbone, l'effet total d'un champ perpendiculaire à la direction des vibrations lumineuses est nul, et que l'effet d'un champ parallèle est un retard. L'effet direct doit donc être un retard et l'effet inverse une avance. Une augmentation de pression hydrostatique produit dans tous les liquides qu'on a étudiés et en particulier dans le sulfure de carbone un accroissement d'indice, donc un retard de la lumière; inversement, une dilatation entraînera une accélération de la lumière.

Par suite l'électrostriction doit produire dans le sulfure de carbone une dilatation du liquide: ce qui pourrait être assez facilement vérifié.

M. LEVIN. — Ueber einige Eigenschaften des Uraniums und Aktiniums
(Sur quelques propriétés de l'uranium et de l'actinium). — P. 129.

Les variations de l'activité de l'azotate d'uranium s'expliquent par la déliquescence des cristaux. L'absorption de la vapeur d'eau par les cristaux cause d'abord une diminution de l'activité parce qu'elle augmente l'absorption des rayons β . Ensuite, quand la quantité d'eau est suffisante, il se forme à la surface des cristaux une couche liquide, dans laquelle s'amasse l'azotate d'uranium X plus soluble que l'azotate d'uranium et, l'absorption diminuant, l'activité augmente. Enfin, quand la plus grande partie de l'uranium X est passée en dissolution, l'absorption subséquente de la vapeur provoque un accroissement de l'absorption des rayons β et une diminution apparente de l'activité.

Le rayon d'ionisation des rayons α de l'uranium X dans l'air à la pression atmosphérique est d'environ 3 centimètres. L'activité due à ces rayons α n'est guère que les 8 centièmes de l'ionisation totale.

Le zinc, le plomb, le cuivre, plongés dans une dissolution alcaline ou acide d'actinium X, précipitent de l'actinium A. Il semblerait qu'il doive se précipiter aussi de l'actinium B; on n'a pu constater la production de ce dernier, sans doute parce que cet actinium se produit trop lentement, par rapport à la rapidité avec laquelle il perd son activité (deux minutes).

En filtrant une dissolution d'actinium dans l'acide azotique qu'on a fait bouillir avec du noir animal, on obtient de faibles quantités d'actinium X et des quantités notables de radioactinium. Le même

traitement appliqué à l'azotate de thorium fournit une notable quantité de thorium B.

K.-E.-F. SCHMIDT. — Störungen in einem geerdeten Empfangssystem für drahtlose Telegraphie mit doppelter täglicher Periode (Perturbations périodiques diurnes dans un récepteur de télégraphie sans fil mis à la terre). — P. 133.

Des ondes d'égale intensité envoyées par le transmetteur donnent au récepteur des effets d'intensité variables avec l'heure de la journée. La variation de l'intensité présente une double période diurne, qui semble en rapport avec la double période de la déperdition électrique.

R.-S. WILLOWS. — Elektrischer Widerstand der Legierungen (Résistance électrique des alliages). — P. 172;

Lord Rayleigh, puis Liebenow ont cherché à expliquer les propriétés des alliages en faisant intervenir les forces électromotrices thermoélectriques. D'après ces théories, il se produit, aux points de contact des deux métaux dans l'alliage, un effet Peltier ; cet effet Peltier modifie l'état calorifique jusqu'à ce qu'il soit compensé par la conduction du métal et provoque d'autre part des forces thermoélectriques, tendant à s'opposer au courant, qui sont proportionnelles à l'intensité de celui-ci. Or on ne peut distinguer de pareilles forces électromotrices d'une augmentation de résistance.

Si cette théorie est exacte, la résistance de l'alliage pour un courant alternatif rapide doit être moindre que pour un courant continu, parce que, pendant les premiers instants qui suivent l'inversion, les forces thermoélectriques doivent être de même sens que le courant.

Les expériences, faites pour vérifier cette conséquence, n'ont donné que des résultats négatifs.

FR. BIDLINGMAYER. — Ueber eine höchst empfindliche Methode zur Untersuchung von Inhomogenitäten im magnetischen Felde. Ein neuer Galvanometer typus (Méthode extrêmement sensible pour déceler les variations locales dans un champ magnétique. Type nouveau de galvanomètre). — P. 176.

Deux aimants sont disposés l'un au-dessus de l'autre : ils sont mo-

biles autour d'un axe vertical passant par leurs centres, qui se trouvent exactement sur la même verticale.

Le système possède deux positions d'équilibre, suivant que l'un ou l'autre des aimants est dévié à l'est ou à l'ouest.

La différence des écarts angulaires ψ_1, ψ_2 entre les aimants dans ces deux positions définit la différence entre les directions du champ aux endroits où se trouvent les aimants :

$$\delta = \frac{1}{2} (\psi_1 - \psi_2) \tan^2 \frac{1}{4} (\psi_1 + \psi_2).$$

La différence entre les angles dont a tourné chacun des aimants pour passer d'une position à l'autre permet de calculer la différence entre les composantes horizontales du champ aux points où se trouvent ces aimants.

K. ULLER. — Zur Deutung der Wirkungsweise des richtenden Marconi-Senders (Sur le fonctionnement du transmetteur orienté de Marconi). — P. 193.

Les phénomènes observés avec ce transmetteur sont en désaccord avec l'hypothèse que la terre se comporte comme un conducteur métallique. Ils s'expliquent, au contraire, si on admet que les lignes de force électrique peuvent pénétrer au-dessous du sol.

A. WERTHEIM-SALOMONSOM. — Ein neues Galvanometer (Nouveau galvanomètre). — P. 195.

Cet instrument est une modification du galvanomètre à corde d'Einthoven, et rentre dans la classe des électrodynamomètres. Le fil est tendu à égale distance de deux autres fils de cuivre qui lui sont parallèles et dans lesquels on fait passer un courant d'intensité connue (2 à 20 ampères). Lorsque le fil mobile est parcouru par un courant de faible intensité, il s'incurve, et le déplacement peut être mesuré à l'aide d'un microscope et d'un oculaire micrométrique. Pour mesurer un courant intense, on fait passer dans les fils de cuivre et dans le fil mobile un courant de faible intensité connue.

L'instrument peut servir aussi d'électromètre et de wattmètre. Il n'est pas très sensible, mais a l'avantage de ne posséder ni self-induction ni capacité appréciables.

C. RUNGE. — Ueber die Zerlegung von Spektrallinien im magnetischen Felde (Décomposition des lignes spectrales dans le champ magnétique). — P. 232.

Dans les décompositions les plus compliquées observées jusqu'ici, les distances des composantes au milieu de la raie sont des multiples d'une fraction aliquote de la distance normale :

$$a = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{H}{4\pi v} \frac{e}{m}.$$

On a observé les fractions :

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

J. KOENIGSBERGER. — Ueber das Verhältnis der Wärmeleitung zur Elektrizitätsleitung (Sur le rapport de la conductibilité calorifique à la conductibilité électrique). — P. 237.

Les exceptions à la loi de Wiedemann et Franz peuvent s'expliquer sans abandonner l'hypothèse qu'il n'existe qu'une seule espèce d'électrons. La démonstration de la loi dans la théorie des électrons ne s'applique qu'à la conduction calorifique par les électrons libres. Il faut donc retrancher de la conductibilité totale celle qui se produit par d'autres causes : oscillations des molécules ou rayonnement.

La valeur de la quantité k à retrancher ainsi nous est donnée par la conductibilité calorifique des isolants solides.

Dans les métaux bons conducteurs, k' est plus grand qu'on ne le prévoit ainsi. Dans les autres substances, k' est de l'ordre de grandeur voulu ; le rayonnement ne joue aucun rôle alors, comme le montre la valeur négative du coefficient de température de la conductibilité des isolants.

Si la théorie de Lorentz est en défaut, c'est sans doute parce qu'il admet que le trajet moyen des électrons est indépendant de la température. En abandonnant cette hypothèse, on ne modifie pas le calcul des forces thermoélectriques et de l'effet Peltier, mais ceux de l'effet Thomson et des effets thermomagnétiques.

R. SCHENCK. — Die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und die Elektronentheorie (Conductibilité électrique des alliages et théorie des électrons). — P. 239.

Les alliages où se forment des cristaux mixtes ont une conductibilité électrique σ et une conductibilité calorifique k plus faibles que celles des métaux purs ; cette dernière est diminuée relativement moins.

Par analogie avec ce qui se passe dans les mélanges de gaz, on peut admettre que dans l'alliage le frottement interne est accru et provoque une diminution de la conductibilité électrique. La diminution calorifique serait produite par la variation du trajet moyen des électrons.

Si les molécules dissoutes prennent part à la conduction calorifique, le rapport $\frac{k}{\sigma}$ ne peut avoir la même valeur dans les alliages que dans les métaux purs, et ce rapport doit diminuer quand la concentration augmente, ainsi qu'on l'observe effectivement : car le nombre des véhicules de l'énergie cinétique devient plus grand que celui des particules chargées.

En calculant pour les alliages le nombre des électrons contenus dans l'unité de volume d'après ces données, on trouve des nombres qui peuvent se ranger dans la série de ceux que Drude a calculés pour les métaux d'après les expériences d'optique.

Il semblerait donc que le nombre des électrons d'un métal n'est pas modifié par la dissolution d'un autre et que la diminution de la conductibilité électrique est due à une autre cause.

Autant que permettent de l'affirmer des expériences trop peu nombreuses, il n'est pas nécessaire de supposer le nombre des électrons différent dans l'alliage et dans le métal et l'abaissement de la conductibilité doit être attribué à un accroissement du frottement interne.

C. DIETERICI. — Ein elektromagnetischer Rotationsapparat
(Appareil de rotation électromagnétique). — P. 244.

Cet appareil est formé de cylindres creux portés par un axe conducteur et munis de contacts permettant de faire passer un courant dans l'axe seul, dans le cylindre seul ou dans les deux en sens inverse.

On peut ainsi vérifier les formules relatives aux champs magnétiques créés par les courants circulant dans les tubes parallèlement à leur axe.

TH. WULF. — Ein neues Elektrometer für statische Ladungen
(Nouvel électromètre pour les charges statiques). — P. 246.

Cet électromètre est formé de deux fils de quartz platinés par ionoplastie, suspendus à une tige conductrice et reliés à leur extrémité inférieure par un poids très léger. Quand on charge l'instrument, les fils se repoussent et s'écartent. On mesure cet écartement à l'aide d'un micromètre oculaire et d'un microscope fixé à la cage.

L'appareil a une capacité beaucoup plus faible et une sensibilité plus grande que celle de l'électromètre à feuilles (1 division pour 1,1 volt au lieu de 6 à 7 volts). L'écartement des feuilles est proportionnel à la différence de potentiel entre 60 et 240 volts; au-dessous il décroît plus vite que cette différence.

J. ELSTER et H. GEITEL. — Ueber die Radioaktivität des Bleis
(Sur la radioactivité du plomb). — P. 273.

Le rayon d'ionisation et le temps nécessaire pour que l'activité diminue de moitié sont du même ordre de grandeur pour l'élément actif du plomb et pour le radium F. Cependant les différences observées sont trop grandes pour qu'on puisse les attribuer aux erreurs de mesure.

O. HAHN. — Ein neues Zwischenprodukt im Thorium
(Nouvel élément intermédiaire dans le thorium). — P. 277.

Plusieurs expérimentateurs ont trouvé que le nitrate de thorium préparé avec les produits du commerce n'avait qu'une activité à peu près moitié moindre que celle du même sel extrait directement des produits naturels. On pouvait supposer que, dans l'un ou l'autre des traitements employés, on laissait échapper la moitié du radiothorium. Les expériences effectuées pour vérifier cette supposition n'ont donné aucun résultat.

L'activité assez faible du radiothorium reste constante pendant

longtemps et n'éprouve pas de diminution sensible en deux ans. Or l'auteur a constaté une diminution notable de l'activité des échantillons préparés par lui. Il en a conclu à l'existence probable d'un produit de transformation intermédiaire entre le thorium et le radiothorium, dont l'activité diminuerait moins vite que celle de ce dernier.

En fait, on constate des différences notables dans l'activité de l'azotate de thorium préparé avec des produits commerciaux d'âge différent, le moins actif étant celui qui provient des produits les plus anciens.

Le sel obtenu avec des matières récentes a à peu près la même activité que la quantité correspondante de thorianite (déduction faite pour cette dernière de l'activité due à l'uranium et au radiothorium). L'activité décroît progressivement et paraît, au bout de trois ans, atteindre une valeur qui se maintient ensuite constante pendant très longtemps. Cette diminution est vraisemblablement due à une décomposition du radiothorium. L'activité croît ensuite de nouveau.

Certaines expériences apportent une preuve directe à l'existence d'un produit intermédiaire. Un échantillon de radiothorium, primitivement exempt de thorium X, n'émet pas plus d'émanation au bout d'un mois qu'au début. Comme son activité augmente constamment, il renferme une source de radiothorium différente du thorium.

A. DAUNDERER. — Lufterlektrische Messungen
(Mesures d'électricité atmosphérique). — P. 281.

Généralement on admet qu'au voisinage du sol le gradient du potentiel est constant et que, par suite, la densité de l'électricité libre est nulle.

D'après les mesures effectuées entre le sol et les points situés à 1 mètre et 2 mètres de hauteur, ce n'est là qu'un cas exceptionnel. D'ordinaire il y a excès d'électricité positive dans les couches d'air au voisinage immédiat du sol.

G.-A. SCOTT. — Ueber ein neues Experimentalproblem der Elektronentheorie
(Nouveau problème expérimental de la théorie des électrons). — P. 292.

Une source lumineuse dont la période est T_0 et la longueur d'onde λ_0 , se déplace avec une vitesse $v = \beta V$ dans une direction faisant un angle D avec la direction de propagation.

Soient O sa position à l'époque t , où l'onde a un maximum; O', sa position à l'époque $t + P$ du maximum suivant; P, le point où l'observateur perçoit le premier maximum; P', le point où il perçoit le second; $\lambda = OP$, $\lambda' = O'P'$. Cette dernière est la longueur d'onde apparente mesurée par l'observateur et :

$$\lambda' = \lambda(1 - \beta \cos \theta).$$

La question posée est de savoir si $\lambda = \lambda_0$, c'est-à-dire la longueur d'onde émise par la source fixe.

Selon le point de vue théorique auquel on se place, on peut prévoir trois réponses possibles.

En observant dans une direction rigoureusement perpendiculaire à la direction du déplacement pour éliminer l'effet Doppler, on peut supposer qu'il se produit :

1° Un déplacement nul;

2° Un déplacement vers le rouge égal à $\frac{1}{2} \beta^2 \lambda_0$;

3° Un déplacement de l'ordre de β^2 égal à $\lambda_1 - \lambda_0$ ou $\lambda_2 - \lambda_0$, suivant qu'on observe avec un analyseur dont le plan de polarisation est perpendiculaire ou parallèle au déplacement, λ_1 et λ_2 étant les longueurs d'onde de la source mobile dans les directions parallèle et perpendiculaire au déplacement.

L'effet prévu est très petit et l'expérience paraît, sinon impossible, du moins assez difficile.

M. REINGANUM. — Beitrag zu einer elektrolytischen Selenzelle (Voltamètre à électrode de sélénium). — P. 293.

Les électrodes sont formées par une lame de platine nue et une autre recouverte de sélénium sur une partie de sa surface et d'un vernis isolant sur le reste. L'électrolyte est une dissolution d'acide sulfureux à 3 1/2 0/0.

Ce voltamètre est inséré dans le circuit d'un accumulateur. Si l'électrode de sélénium est reliée au pôle négatif, l'intensité du courant augmente énormément quand on éclaire cette électrode (par exemple, de 0,070 milliampères dans l'obscurité à 1,99). Cette augmentation passe par un maximum très marqué, quand la différence de potentiel entre les deux électrodes est de 0,500 volt environ.

Lorsque l'électrode de sélénium est reliée au pôle positif, et la

différence de potentiel 0,4 à 0,5 volt, l'illumination du sélénium provoque une diminution de l'intensité du courant.

Ces résultats paraissent indiquer que l'illumination produit dans la couche de sélénium une force électromotrice indépendante de l'électrolyte qui baigne l'électrode.

A. HEYDWEILLER. — Ueber das System der gekreuzten Magnete und seine Verwendung (Sur le système des aimants croisés et ses applications ; remarques sur le mémoire de Bidingmaier). — P. 302.

Dans son calcul, Bidingmaier⁽¹⁾ suppose que le moment du couple qu'exercent l'un sur l'autre les deux aimants, est, à un terme de correction près, $K \sin \psi$, K étant indépendant de ψ , angle des deux aimants. Cette hypothèse est inexacte et conduit à cette conséquence inadmissible que, pour une variation déterminée $\frac{\Delta H}{H}$ du champ, $\Delta \psi$ augmente indéfiniment quand ψ tend vers 0.

G.-A. BLANC. — Die Zerfallskonstante des Radiothorium
(Constante de dissociation du radiothorium). — P. 321.

Le temps nécessaire pour que l'activité du radiothorium se réduise de moitié serait de 737 jours.

La marche de la diminution s'accorde bien avec la loi exponentielle, sauf pendant les premières semaines où elle est plus rapide. Cette circonstance fait soupçonner l'existence d'un produit de dissociation appartenant à la famille du thorium, intermédiaire entre celui-ci et le radiothorium.

H. GREINACHER et M. KERNBAUM. — Ueber das gasförmige Umwandlungsprodukt des Poloniums (Sur le produit gazeux de la transformation du polonium). — P. 339.

Les auteurs ont essayé sans succès de mettre en évidence la formation d'hélium dans la dissociation du polonium.

(1) Voir ce volume, p. 512.

E. BOSE. — Ueber die physikalische Eigenschaften von Emulsionen, insbesondere über deren Beziehung zu den krystallinischen Flüssigkeiten (Sur les propriétés des émulsions, en particulier dans leurs relations avec les liquides cristallins). — P. 346.

Les variations brusques de viscosité et de densité observées au moment de la transformation des liquides cristallins en liquides isotropes ne constituent pas une preuve de l'inexactitude de la théorie des émulsions. Celle-ci permet de prévoir non seulement des phénomènes à tous égards analogues, mais même un certain nombre d'autres, dont il serait intéressant de poursuivre l'observation.

E. BOSE. — Ueber die Ermittlung der Partialtensionen binärer Gemische aus Messungen der Totaltensionen und der einen Partialtension aus Messungen der anderen (Calcul des tensions partielles d'un mélange binaire déduites des mesures des tensions totales et de l'une des tensions partielles déduites des mesures de l'autre). — P. 353.

Soient p_1 et p_2 les pressions partielles des deux composants, x et $1 - x$ les proportions dans lesquelles ils forment le mélange. Duhem, puis Margules ont démontré que

$$\frac{d \log p_1}{d \log x} = \frac{d \log p_2}{d \log (1 - x)}$$

ou

$$\frac{p_1}{p_2} = - \frac{x}{1 - x} \frac{\frac{dp_1}{dx}}{\frac{dp_2}{dx}}$$

Désignons par π la pression totale $p_1 + p_2$. Construisons aussi exactement que possible la courbe π en fonction de x , puis deux courbes régulières en p_1 et p_2 , satisfaisant seulement à la condition $p_1 + p_2 = \pi$ aux points de la courbe π déterminés directement par les mesures. En général, ces courbes ne satisferont pas à la condition (1).

On construira une courbe représentant le rapport

$$\frac{\frac{dp_1}{dx}}{\frac{dp_2}{dx}}$$

en fonction de x . On prendra une moyenne des valeurs de

$$-\frac{x \frac{dp_1}{dx}}{1 - x \frac{dp_2}{dx}}$$

et de $\frac{p_1}{p_2}$ ainsi déterminées et on calculera, à l'aide de ces dernières et des valeurs de π , un premier système de valeurs approchées de p_1 et de p_2 . En répétant plusieurs fois de suite la même série d'opérations, on arrive à obtenir des nombres exacts : en général trois approximations suffisent.

Un procédé analogue peut être employé quand on connaît seulement une des tensions partielles.

F. POCKELS. — Ueber die elektromagnetische Masse des Elektrons
(Masse électromagnétique de l'électron). — P. 393.

Righi a reproché aux calculs effectués jusqu'ici de la masse des électrons, de supposer une répartition déterminée de la charge électrique, soit sur la surface de l'électron, soit dans l'intérieur de celui-ci. Mais il s'agit là d'une querelle de mots, et les hypothèses que propose Righi ne sont pas plus plausibles et sont plus compliquées que celle d'Abraham.

K. WESENDONK. — Ueber einige Beobachtungen Herrn Palmers betreffend die Vergrößerung der Schlagweite dielektrischer Funken (Sur quelques observations de M. Palmers, relatives à l'accroissement de la distance explosive). — P. 395.

La distance explosive paraît dépendre non seulement de la différence de potentiel entre les deux pôles de l'étincelle, mais aussi du potentiel absolu de chacun des pôles.

J. STARK. — Bedingungen für die photographische Beobachtung des Dopplereffekts bei Kanalstrahlen (Conditions pour l'observation photographique de l'effet Doppler dans les rayons-canaux). — P. 397.

Quelle que soit la direction de visée par rapport à la direction de propagation des rayons-canaux, on obtient toujours sur la plaque l'image des raies « fixes ». Il faut donc admettre que dans l'espace où

se propagent les rayons, il existe aussi des centres d'émission ou « véhicules », qui n'ont, dans aucune direction, de vitesse de translation appréciable.

L'hypothèse la plus vraisemblable sur l'origine des raies « mobiles » est que les particules des rayons-canaux, en traversant la sphère d'action d'autres particules matérielles, sont déformées et reçoivent de l'énergie vibratoire. Les raies « fixes » pourraient provenir de l'ionisation des atomes neutres par les rayons-canaux et aussi des rayons cathodiques provoqués par les chocs de ces rayons contre les molécules neutres du gaz. Cette dernière supposition est corroborée par le fait qu'il y a un certain parallélisme entre l'intensité des raies fixes émise par les rayons-canaux et l'intensité de ces raies émise par la lumière positive.

L'émission des raies fixes et celle des raies mobiles ne seraient donc nullement liées l'une à l'autre, et pour obtenir un enregistrement photographique de l'effet Doppler, il faut réaliser une intensité suffisante des raies mobiles. Il convient tout d'abord d'augmenter l'émission lumineuse des rayons-canaux. Entre la raie fixe et la raie déplacée existe un minimum d'intensité plus ou moins large et, par suite, l'effet Doppler ne peut être constaté que pour une vitesse de translation supérieure à une certaine limite. En outre, l'énergie cinétique calculée d'après le maximum de l'effet Doppler est toujours notablement plus petite que celle correspondant à la chute de potentiel cathodique. Il faut donc rendre celle-ci la plus grande possible.

Plus la dispersion augmente, plus est grande la surface sur laquelle est répartie la quantité de lumière déplacée par l'effet Doppler : il faut donc, pour obtenir les clichés aussi intenses, augmenter ou la luminosité du spectroscopie ou le temps de pose.

Il est nécessaire, pour obtenir une émission intense par les rayons-canaux, que le gaz soit aussi pur que possible. Le meilleur moyen pour maintenir cette pureté est de laisser, pendant toute la durée de l'exposition, le gaz entrer par une extrémité du tube, tandis qu'on l'extrait à l'autre extrémité. Il est d'ailleurs très difficile d'éliminer complètement l'hydrogène.

L'effet Doppler est très marqué sur les raies du carbone ($\lambda = 4267$ et 5661) : le véhicule de la première paraît être un ion-carbone tétra ou hexavalent.

H. STARKE. — Demonstrationen von Phasendifferenzen im Winkelmaß (Expériences de cours montrant les différences de phase par des angles). — P. 402.

Sur un disque stroboscopique noir est collée suivant un rayon une étroite bande de papier blanc. Le disque est porté par l'arbre de l'alternateur ou, ce qui est plus commode, mis en mouvement par un petit moteur synchrone. Il est éclairé par les étincelles de décharge d'une bouteille de Leyde, reliée à une bobine d'induction qu'alimente le même courant alternatif. Le disque faisant un tour par période et étant éclairé à chaque demi-période, paraît traversé par un diamètre blanc fixe. Si on introduit dans le circuit de la bobine une self-induction, la phase change, par suite l'époque des éclairs, et le diamètre blanc apparaît dans une autre direction.

On peut aussi éclairer le disque par les étincelles de deux bobines. Quand on établit une différence de phase entre les courants des deux bobines, on voit les deux diamètres blancs séparés par un angle qui mesure cette différence de phase.

E. MEYER. — Die Absorption der α . Strahlen in Metallen (Absorption des rayons α dans les métaux). — P. 425 (1).

S'appuyant sur des déterminations nouvelles des courbes d'absorption, l'auteur maintient les conclusions de son premier mémoire : L'absorption des rayons α à travers deux feuilles de métal superposées peut être calculée quand on connaît la courbe d'absorption de chacun des métaux en fonction de la vitesse.

A.-H. BUCHERER. — Notiz über eine neue experimentelle Anordnung zu Messungen an Becquerelstrahlen (Dispositif nouveau pour les mesures sur les rayons de Becquerel). — P. 430.

Un condensateur formé de deux disques parallèles de 8 centimètres de diamètre et écartés de 0^{mm},25 est enfermé dans un cylindre de laiton. Les armatures sont perpendiculaires à l'axe du cylindre et centrés sur cet axe ; le diamètre du cylindre est de 16 centimètres et la hauteur de 8 centimètres à l'intérieur. Il peut être fermé par une plaque de verre rodée, de sorte qu'il soit possible d'y faire le vide.

(1) Cf. *J. de Phys.*, 4^e série, VII, p. 239 et 241 ; 1908 ; et ce volume, p. 510.

Un grain de fluorure de radium est placé entre les armatures du condensateur, en leur centre ; ce fluorure renferme une proportion de radium pur deux fois plus grande environ que celle du bromure, ce qui diminue le temps de pose.

Le cylindre est introduit dans un solénoïde dont la section rectangulaire est suffisante et qui porte, sur une longueur de 1 mètre, 250 spires. La pellicule photographique est maintenue par des ressorts contre la paroi intérieure.

On obtient ainsi des rayons dont les directions font tous les angles θ possibles avec celles du champ magnétique H . Si v est la vitesse des rayons, on a, quand l'action du champ magnétique est compensée par celle d'un champ électrique F ,

$$F = Hv \sin \theta.$$

On observera ainsi sur la pellicule une courbe qui permettra de déterminer la charge spécifique des électrons en fonction de leur vitesse.

A. SCHIDLÖF. — Zur Integration der Lorentz-Poincaréschen Potentialgleichungen der Elektronentheorie (Sur l'intégration des équations de Lorentz et de Poincaré relatives au potentiel dans la théorie des électrons). — P. 430.

G.-A. SCHOTT. — Ueber die Grundlagen der Elektronentheorie (Sur les hypothèses fondamentales de la théorie des électrons). — P. 433.

Gröso ZEMPLÉN. — Ueber die Beobachtung von Wechselströmen mit Saiteninstrumenten (Emploi du galvanomètre à corde vibrante pour l'étude des courants alternatif). — P. 438.

Un courant alternatif de fréquence 50, envoyé dans le fil du galvanomètre, le fait vibrer ; mais les limites des élongations sont trop peu nettes ou sortent du champ du microscope.

En plaçant la source lumineuse en dehors de l'axe du microscope, le fil apparaît brillant sur un fond obscur. On arrive aisément à régler la position de la source de façon que le fond soit encore assez éclairé pour laisser voir les divisions du micromètre oculaire : il est alors facile de faire les lectures.

Avec le galvanomètre, dans lequel le champ magnétique est produit par deux fils parallèles au fil mobile ⁽¹⁾, on réalise une déviation

(1) Voir ce volume, p. 513.

fixe de ce dernier en faisant passer le même courant dans les deux systèmes de fils; mais la sensibilité est faible et décroît en raison inverse du carré de l'intensité.

FR. BILDINGMAIER. — Zur Methode der zweifach beweglichen Systems zwei gekreuzter Magnetnadeln (Sur la méthode du système de deux aiguilles aimantées croisées et doublement mobiles). — P. 440.

Réponse aux critiques de M. Heydweiller (1).

La variation $\Delta\psi$ ne devient pas infinie quand ψ s'annule, comme on s'en assure en remplaçant l'équation différentielle par l'équation aux différences.

F. PASCHEN. — Ueber die absolute Messung des Zeemaneffektes (Sur la mesure absolue de l'effet Zeeman). — P. 522.

La principale difficulté de ces mesures réside dans la détermination de l'intensité du champ magnétique. La méthode employée a été la suivante.

Le champ intérieur d'une bobine de galvanomètre (600 gauss environ) a été comparé par une méthode différentielle précise au champ existant au centre d'un cercle de grand rayon (à peu près 1 gauss). Puis le champ de la bobine a servi à déterminer le champ dans l'entrefer d'un électro-aimant étalon, construit spécialement dans ce but; ce champ peut être réglé de 3 000 à 10 000 gauss. Enfin le champ employé dans les observations de l'effet Zeeman a été comparé à celui de l'étalon.

L'erreur maximum sur la valeur de $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}$ ne doit pas dépasser 1,10/0.

$$\frac{\lambda^2 H}{\Delta\lambda} = 1\,901 \cdot 10^{-4}.$$

R. GANS. — Ein Etalon für variable magnetische Feldstärken (Etalon de champ magnétique variable). — P. 523.

C'est l'étalon dont il est question dans l'article précédent. Les bobines sans fer permettent d'obtenir un champ rigoureusement proportionnel à l'intensité du courant; mais elles ont l'inconvénient

(1) Voir ce volume, p. 519.

que ce champ ne peut être très intense et que, d'autre part, il n'est uniforme que dans une région restreinte et difficilement accessible aux expériences.

Dans l'entrefer d'une bobine à noyau de fer, en forme de tore, on peut produire un champ plus uniforme, plus accessible et de grande intensité ; mais il n'est plus proportionnel à l'intensité du courant, et il est influencé par les phénomènes d'hystérésis.

Si on emploie une induction magnétique correspondant à la perméabilité maximum du noyau, le champ est dans un certain intervalle proportionnel à l'intensité du courant magnétisant. Cet intervalle est d'autant plus étendu que le maximum de la courbe (μ , H) est plus aplati.

En outre, les fuites magnétiques sont réduites au minimum, l'induction aussi élevée que possible pour le champ employé, et enfin l'effet démagnétisant de l'entrefer notablement réduit.

Le calcul montre que l'intervalle dans lequel la proportionnalité entre l'induction et le courant se maintient est d'autant plus grand que le maximum de perméabilité est plus grand, plus aplati, et se produit par un champ plus faible, enfin que l'entrefer est plus large.

Sur ces données, on a construit trois étalons pouvant servir respectivement entre 2 020 et 3 230, 3 770 et 6 830, 3 496 et 10 488 gauss.

TH. WULF. — Ein neues Elektrometer für statische Ladungen
(Nouvel électromètre pour les charges statiques). — P. 527.

Les fils sont placés entre deux conducteurs C_1 et C_2 , chargés au même potentiel V ; ils s'écartent alors, même s'ils sont reliés au sol. Si on les relie au conducteur dont on veut mesurer le potentiel, ils se rapprochent ou s'écartent davantage selon que ce potentiel est positif ou négatif.

L'instrument peut être étalonné une fois pour toutes.

G. HOFFMANN. — Jonenbeweglichkeit und Wertigkeit von Thorium X
(Vitesse de migration des ions et valence du thorium X). — P. 553.

D'après les mesures directes, la vitesse de migration des ions de thorium X serait à 18° comprise entre 0,8 et 1,2 centimètre par heure pour un champ de 1 volt par centimètre.

En calculant cette vitesse d'après la théorie de Nernst, en partant du coefficient de diffusion du thorium X ($K = 0,504 \frac{\text{cm}^2}{\text{jour}}$ à 10°), on trouve $1,03 \frac{\text{cm}}{\text{heure}}$ à 18° dans un champ de $1 \frac{\text{cm}}{\text{volt}}$, l'ion étant supposé monovalent ; cette valence est donc probablement celle de l'ion.

K. PRZIBRAM. — Ueber die Kondensation von Dämpfen in ionisierten Gasen (Condensation des vapeurs dans les gaz ionisés). — P. 560.

La vapeur d'alcool se condense sur les ions positifs. La vapeur de sulfure de carbone mélangée à l'air, même non ionisé, se condense sous l'influence d'une très faible détente ; les noyaux de condensation prennent naissance sous l'action de la lumière ; mais il semble qu'il se produise aussi une oxydation du sulfure de carbone. A la suite de détentes répétées ou après un long repos, le brouillard est beaucoup moins intense, mais se reproduit quand on renouvelle l'air du récipient. Dans l'hydrogène ou le gaz carbonique, la condensation ne se produit que par des détentes beaucoup plus considérables. Les rayons de Röntgen ou de Becquerel favorisent la condensation ; mais comme cet effet n'est pas lié à une valeur déterminée de la détente, on ne saurait affirmer qu'il résulte de l'ionisation ou d'une action chimique.

Il en est de même dans le cas des vapeurs de benzène.

M. LEVIN. — Die Strahlung des Uran X (Rayonnement de l'uranium X). — P. 585.

D'après les mesures de l'absorption à travers des feuilles d'aluminium battu, le rayonnement de l'uranium X serait formé de rayons β . L'absorption de ces rayons ne suit pas une loi rigoureusement exponentielle. S'il se produit des rayons α , leur rayon d'ionisation n'atteint pas 2 millimètres.

E. DORN. — Ueber Kanalstrahlen in Wasserstoff, Helium und Argon (Rayons-canaux dans l'hydrogène, l'hélium et l'argon). — P. 589.

L'auteur a pu reconnaître l'effet Doppler sur un certain nombre de lignes spectrales de ces gaz.

E. LADENBURG. — Ueber Anfangsgeschwindigkeit und Menge der photoelektrischen Elektronen in ihrem Zusammenhange mit der Wellenlänge des auslösenden Lichtes (Vitesse initiale et quantité des électrons photoélectriques et leur relation avec la longueur d'onde des rayons excitateurs). — P. 590.

La vitesse initiale des électrons est proportionnelle à la fréquence vibratoire des rayons excitateurs. La grandeur de l'effet photoélectrique, rapportée à la même quantité de lumière incidente, croît quand la longueur d'onde de cette lumière diminue (jusqu'à $\lambda = 201 \mu\mu$), d'autant plus vite que la longueur d'onde est plus petite.

E. BOSE. — Ueber eine neue Dampfdruck-Interpolationsformel (Nouvelle formule d'interpolation pour les tensions de vapeur). — P. 944.

Cette formule

$$\log p = A + B \frac{1}{T} + C \frac{1}{T^2} + D \frac{1}{T^3}$$

donne, entre -20° et 100° , des résultats plus exacts que les formules usuelles.

M. LAMOTTE.

P. NELL. — Studien über Diffusionsvorgänge wässriger Lösungen in Gelatine (Etudes sur la diffusion des dissolutions aqueuses dans la gélatine). — *Annalen der Physik*, t. XVIII, p. 323-348.

La vitesse de diffusion de deux dissolutions séparées par un diaphragme percé d'une ouverture circulaire étroite est proportionnelle au diamètre de l'ouverture. L'addition de gélatine aux dissolutions diminue d'une manière notable la vitesse de diffusion et la conductibilité électrique : la vitesse de diffusion et la vitesse de migration des ions sont modifiées dans le même rapport.

M. LAMOTTE.

K. PRYTZ. — Poröse Körper als Durchwege für Gase : Poröser Kontakt (Corps poreux formant conduits de gaz : contacts poreux). — *Annalen der Physik*, t. XVIII, p. 617-628.

On obtient une liaison facile à établir ou à supprimer entre deux tubes servant de conduits à un gaz, en fermant les deux extrémités par des tampons de terre poreuse, de chamotte, par exemple. Si ces extrémités sont plongées séparément dans le mercure, ces tubes sont fermés. Si on met en contact les deux tampons sous le mercure, le gaz filtre à travers les tampons quand on fait le vide d'un côté.

M. LAMOTTE.

L'HISTOIRE ET L'ÉTAT ACTUEL DE LA QUESTION DES UNITÉS ÉLECTRIQUES
FONDAMENTALES (1);

Par M. PAUL JANET.

Il est certaines questions que l'on prend peu à peu l'habitude de considérer comme closes et dont, à cause de la perfection même avec laquelle elles ont été traitées et approfondies, l'attention se détourne au profit des problèmes nouveaux que la science nous pose à chaque pas : la question des Unités électriques est une de celles-là; après avoir préoccupé toute une génération de savants et donné lieu à d'innombrables travaux, elle nous paraît épuisée aujourd'hui, et nous trouvons, dans les résultats fondamentaux auxquels ont abouti ces travaux une base assez solide pour négliger certaines difficultés de détail qui en général ne semblent pas de grande importance et n'entraînent pas grand inconvénient. Ces difficultés existent néanmoins, assez nombreuses et assez variées pour que nous devions y arrêter un instant notre attention, et j'en trouve la preuve dans le fait suivant qui est assez significatif : si l'on ouvre la plupart des ouvrages élémentaires d'électricité, il est bien rare qu'on y trouve deux fois exactement la même définition des unités électriques fondamentales : les différences ne sont pas grandes, il est vrai, mais l'uniformité que l'on doit exiger en ces matières n'existe pas ; cela tient à ce que, en fait, toutes les questions qui se posent n'ont pas encore reçu la consécration d'un accord soit international, soit même national, et que, jusqu'à nouvel ordre, chacun réserve sa liberté. Une mise au point est donc nécessaire, et c'est cette tâche un peu aride que je désire entreprendre brièvement devant vous.

Les questions d'unités occupent un rang tout à fait à part dans la science, en ce qu'elles ne sont pas uniquement scientifiques : la nécessité de l'unité est entraînée par la nécessité de la mesure, et celle-ci elle-même n'est nécessaire que parce que nous ne sommes pas capables d'une aperception directe des phénomènes naturels : il y a donc quelque chose d'humain dans le choix de l'unité, c'est-à-dire quelque chose d'arbitraire et de contingent : d'où possibilité de discussion, de confusions, d'incohérence même contre laquelle il n'est

) Conférence faite à la Société française de Physique, le 15 avril 1909.

pas trop pour lutter d'un sentiment profond du bien commun et de l'utilité générale.

Le point de vue historique aura donc ici, à l'inverse de ce qui se passe pour les autres branches de la physique, plus qu'un intérêt de curiosité : tandis qu'en présence d'un phénomène nouveau, tout esprit libre a le droit de faire abstraction de tout le passé, dans les résolutions concernant les unités, cela est impossible ; la table rase n'y existe pas, et bien souvent les solutions que l'on pourrait croire les meilleures ne sont que des utopies en présence des états de fait qui existent : tout le monde est d'accord pour trouver, par exemple, que la division décimale du temps serait supérieure à notre système de mesure actuel, et pourtant il serait insensé de vouloir aujourd'hui battre en brèche la seconde sexagésimale, la seule unité sur laquelle il y ait unanimité parmi tous les peuples civilisés.

Rappelons donc brièvement les principaux points de repère de l'histoire des unités électriques : le premier système absolu, celui en somme d'où est sorti tout notre système actuel de mesures, a été proposé par Gauss et Weber, et fondé, comme on le sait, sur le millimètre, le milligramme et la seconde. En 1862, la British Association nomme une Commission ayant pour mission d'étudier la question des unités électriques ; cette Commission, composée de Williamson, Wheatstone, lord Kelvin, Matthiessen, Fleeming Jenkin, s'adjoignit un certain nombre de physiciens étrangers : Edlund, Fechner, Henry, Jacobi, Kirchhoff, Matteucci, Neumann, Poggendorf, Pouillet, Siemens et Weber. Les travaux de cette Commission aboutirent à la fondation du système centimètre-gramme-seconde, ou C. G. S. ; il fut décidé que l'on formerait les unités électriques pratiques en multipliant par des puissances de 10 convenables les unités absolues C. G. S. électromagnétiques. C'est ainsi que prirent naissance l'ohm, égal à 10^9 C. G. S. et le volt égal à 10^8 C. G. S. Il est permis de supposer que ces puissances de 10 furent choisies pour rapprocher le plus possible les nouvelles unités respectivement de l'unité Siemens et du Daniell, qui étaient alors très répandues dans tous les laboratoires de physique. Le Congrès international d'électricité qui se tint à Paris en 1881 donna une consécration officielle et internationale à ces propositions de la British Association ; il ajouta aux deux unités précédentes l'ampère, défini comme le courant engendré par une force électromotrice de 1 volt dans une résistance de 1 ohm, puis le coulomb et le farad dont il est inutile de rappeler la définition.

Le Congrès de 1881 fut suivi en 1882 et 1884 par les deux sessions d'une Conférence internationale réunie à Paris par les soins du Gouvernement français pour préciser certains points qui avaient été laissés en suspens par le Congrès; cette conférence aboutit à la création du système dit *légal* des unités électriques sous le régime duquel on vécut de 1884 à 1893.

Le Congrès de Paris de 1889 ne modifia rien aux décisions antérieures; il introduisit seulement les nouvelles unités du joule et du watt.

En 1892, eut lieu à Edimbourg un Congrès de l'Association britannique auquel assistèrent Helmholtz, Kahle, Jaeger et Guillaume; cette réunion doit être considérée comme une réunion préparatoire au Congrès de Chicago, qui devait avoir lieu l'année suivante. A la suite de la réunion d'Edimbourg, les propositions qui devaient être soumises au Congrès de Chicago furent également discutées en Amérique par l'American Institute of Electrical Engineers; en France, par la Société internationale des Électriciens.

Le Congrès international de Chicago de 1893 substitua au système dit *légal* le système dit *international* qui, sauf les difficultés de détail dont nous avons parlé en débutant, est uniformément adopté aujourd'hui. Il prit également quelques résolutions accessoires, comme la substitution du nom de henry au mot de quadrant pour l'unité pratique de self-induction.

Le Congrès de 1900, réuni à Paris, ne s'occupa pas de la question des unités électriques.

Le Congrès de 1904, réuni à Saint-Louis, en présence des divergences de définitions qui s'étaient manifestées dans différents pays, et qui provenaient d'interprétations variées des décisions de Chicago, émit le vœu que ces questions fussent étudiées par une Commission internationale représentant les divers gouvernements intéressés, commission qui éventuellement pourrait devenir permanente.

Cette idée de la formation d'une Commission officielle internationale très soutenue par l'Angleterre, fut accueillie avec moins d'empressement en France et en Allemagne. Aussi se borna-t-on provisoirement à la réunion d'une conférence purement officieuse qui fut provoquée par l'Allemagne et se réunit à Berlin en octobre 1905. La France y était représentée par Mascart, qui en fut nommé président.

La conférence de Berlin, après discussion, accepta néanmoins la

proposition du Congrès de Saint-Louis, et admit qu'il y avait lieu de réunir, dans un assez bref délai, une Conférence internationale officielle.

Cette Conférence, après plusieurs ajournements, s'est réunie à Londres en octobre 1908; elle constitue donc à l'heure actuelle la dernière réunion internationale officielle sur le sujet qui nous occupe; en se séparant, elle a nommé un comité scientifique de quinze membres (bientôt porté à vingt) pour continuer à s'occuper des questions en suspens. Cette Commission, qui n'a aucun caractère officiel, fonctionne à l'heure actuelle.

Telle est, en résumé, l'histoire des principales institutions régulièrement formées qui ont eu à s'occuper des unités électriques. Il est à remarquer que les seuls Congrès où il y eut des délégués officiels des gouvernements furent ceux de 1881, 1893, 1900, 1904 et que les seules Conférences officielles furent celles de 1882, 1884 et 1908.

Nous avons maintenant à examiner les résultats auxquels on est parvenu.

Un premier point est hors de discussion : c'est l'adoption générale, comme base de tous les systèmes pratiques proposés, du système électromagnétique C. G. S. Ce système suffit à définir théoriquement, avec la plus entière rigueur, toutes les unités électriques dont on a besoin dans la pratique; mais, de même que la définition théorique du mètre fût demeurée stérile si on n'était pas parvenu à s'entendre sur la définition du mètre concret qui est aujourd'hui le mètre international universellement reconnu, de même les unités électromagnétiques C. G. S. n'eussent pas rendu tous les services qu'on était en droit d'en attendre, si on n'avait pu arriver à la réalisation d'unités concrètes, c'est-à-dire d'étalons. C'est ici que les difficultés commencent. Nous examinerons successivement à ce point de vue l'ohm, l'ampère et le volt.

1. — L'OHM.

Dès qu'on a fait des mesures électriques, le besoin d'un étalon matériel de résistance s'est fait immédiatement sentir : je ne rappellerai que pour mémoire les innombrables étalons qui ont été proposés et employés : l'unité de Wheatstone (1843), qui était la résis-

tance d'un fil de cuivre de 1 pied de long et pesant 100 grains ; celle de Varley, ou unité télégraphique anglaise, qui était la résistance d'un fil de cuivre n° 16 de 1 mille de longueur ; celle de Jacobi (1848), qui était la résistance d'un fil de cuivre de 1 mètre de longueur et de 1 millimètre de diamètre ; on négligeait en général de spécifier la température dans ces définitions ; de beaucoup supérieure et mieux définie était l'unité mercurielle, proposée d'abord par Pouillet, Marié-Davy et de la Rive, et réalisée dès 1860 par Werner Siemens sous la forme d'un tube de verre de 1 mètre de longueur et de 1 millimètre carré de section, pris à la température de 0°. Des copies de cette unité se répandirent en très grande quantité sur le continent, pendant qu'en Angleterre le Comité de l'Association britannique travaillait à réaliser un étalon rattaché au système absolu. Cet étalon, qui, par une série de modifications, devait devenir notre ohm actuel, reçut le nom d'unité de l'Association britannique, ou unité B. A. ; pendant que Maxwell, Balfour Stewart et Fleeming Jenkin cherchaient à déterminer la valeur absolue de l'unité de résistance, Matthiessen étudiait, au point de vue de sa réalisation pratique, les propriétés électriques des divers alliages. Six étalons principaux furent construits, deux en platine, deux en platine-argent, deux en mercure. Vingt copies en platine-argent furent exécutées et distribuées par le Comité de l'Association britannique. Nous savons aujourd'hui que cette unité était trop faible de plus de 1 0/0 ; ce résultat fut annoncé pour la première fois en 1878 par Rowland et confirmé par Carey Foster.

D'autre part, les étalons Siemens construits en 1860 avaient tous été brisés accidentellement, et de nouveaux étalons avaient été refaits en 1878.

Tel était l'état de la question au moment où s'ouvrit le Congrès de 1881 à Paris ; on sait quelles furent, en ce qui concerne l'unité de résistance, les décisions de ce congrès ; l'ohm, défini comme 10⁹ C. G. S., est conservé ; il sera représenté par une colonne de mercure de 1 millimètre carré de section à la température de 0° C. ; une Commission internationale aura charge de déterminer par de nouvelles expériences, pour la pratique, la longueur de la colonne de mercure de 1 millimètre carré de section à la température de 0° C. qui représentera l'ohm.

La Commission en question, comme nous l'avons vu, se réunit à Paris en octobre 1882 ; elle ne prit encore aucune décision concer-

nant l'ohm ; elle se borna à recommander, pour la détermination de l'unité absolue de résistance, les cinq méthodes suivantes :

Induction d'un courant sur un circuit fermé (Kirchhoff) ;

Induction par la Terre (Weber) ;

Amortissement des aimants mobiles (Weber) ;

Appareil de l'Association britannique ;

Méthode de Lorenz.

Dans sa deuxième session, en avril 1884, la Commission examina l'ensemble des résultats trouvés par les différents expérimentateurs ; la concordance n'était pas encore absolument satisfaisante, la plupart des méthodes donnant pour la longueur de la colonne de mercure représentant l'ohm un nombre nettement supérieur à 106, mais quelques résultats étant au contraire inférieurs. Dans ces conditions, la Commission ne pouvait songer à donner un nombre définitif ; mais « la nécessité de donner à l'industrie une solution qu'elle réclame avec quelque impatience a paru assez grave pour qu'on ne crût pas devoir retarder davantage cette solution ».

Aussi la Commission s'arrêta-t-elle au nombre de 106 formé par les trois premiers chiffres sur lesquels il n'y avait pas d'incertitude ; d'après les souvenirs personnels de M. Violle, et sans qu'il en ait été fait mention dans les procès-verbaux officiels, cet accord de raison était, sur la proposition de lord Kelvin, conclu pour une durée de dix années. L'unité ainsi définie reçut le nom d'ohm légal.

Un seul pays construisit officiellement des ohms légaux, ce fut la France : M. Benoit réalisa en 1885 quatre étalons prototypes qui furent déposés au ministère des Postes et des Télégraphes ; ces étalons, étudiés de nouveau en 1904, présentèrent, à quelques cent-millièmes près, les mêmes différences mutuelles qu'au début, ce qui tend à faire présumer leur constance absolue.

Mais, indépendamment de ces étalons officiels, un grand nombre d'ohms légaux furent construits par différents expérimentateurs ; nous citerons : Lorenz (1885), Strecker et Kohlrausch (1883), Glazebrook et Fitzpatrick (1888), Hutchinson et Wilkes (1889), Passavant (1890), Lindeck (1891), Salvioni (1889). Un certain nombre de ces étalons purent être comparés entre eux ; Dorn, dans un très important travail publié en 1893 par la Reichsanstalt, centralisa tous ces résultats, et leur apporta un certain nombre de corrections systématiques, de manière à les rendre tous comparables. De ce travail d'ensemble, il résulte que les différences entre les tubes construits

par divers expérimentateurs peuvent atteindre le dix-millième. C'est aussi l'approximation indiquée par Glazebrook dans la comparaison qu'il fit des résistances métalliques du Cavendish Laboratory avec des résistances métalliques apportées par Kahle d'Allemagne, et des copies mercurielles envoyées par Benoit.

Le Congrès de l'Association britannique en 1892 à Edimbourg prit une importance particulière par la présence de Von Helmholtz qui y lut le travail de Dorn dont nous venons de parler ; ce mémoire contenait, outre la comparaison des ohms mercuriels construits jus-qu'alors, une discussion approfondie de toutes les valeurs trouvées pour l'ohm théorique. A cette réunion prit part notre collègue, M. Guillaume, qui y présenta son travail aujourd'hui classique sur la variation de la résistivité du mercure avec la température. La longueur de 106,3 y fut adoptée pour ce qui devait bientôt devenir l'ohm international ; et, sur une observation de Helmholtz, pour éviter toute difficulté concernant la densité du mercure et le rapport du mètre au kilogramme, on substitua à la définition de la section du tube la masse de mercure qu'il devait contenir à 0°, masse qui fut prise égale à 148^r,4521.

De plus, en ce qui concernait l'Angleterre, le même Congrès d'Edimbourg émettait le vœu que l'ancienne unité britannique (B. A. U.) fût prise égale à 0,9866 ohm. Ce vœu fut adopté par le Board of Trade.

Le Congrès de 1893, tenu à Chicago, confirma purement et simplement les vœux de la réunion d'Edimbourg et donna le nom d'ohm international à la nouvelle unité de résistance.

A la suite du Congrès de Chicago, l'Allemagne fut le seul pays qui entreprit officiellement la construction de nouveaux prototypes : ces tubes sont au nombre de trois, l'un de 2 ohms avec une section de 1/2 millimètre carré ; l'autre de 1/2 ohm avec une section de 1^{mm}²,2 ; le troisième, de 1 ohm avec une section de 3/4 de millimètre carré ; ils furent terminés en 1898 et donnèrent des résultats concordants avec les deux premiers tubes, à peu près égaux à 1 ohm légal construits en 1891 et 1892 : la Reichsanstalt possède donc actuellement cinq tubes prototypes.

En France, on continua à se servir des copies mercurielles des ohms de M. Benoit, en leur appliquant simplement la correction $\frac{106,3}{106}$.

En Angleterre, il ne fut pas construit d'étalons mercuriels ; l'ohm

fut réalisé sous la forme d'une bobine de platine-argent déduite de l'unité B. A. par le rapport $\frac{1}{0,9866}$.

Aucun travail important sur l'ohm ne fut fait jusqu'à la Conférence officielle de Berlin en 1905. A la suite de cette Conférence, différents pays décidèrent la construction de nouveaux prototypes de l'ohm international; en Angleterre, Smith réalisa, au National Physical Laboratory, en 1906, des étalons mercuriels; mais ces étalons n'ont pas un caractère légal. En France, M. Benoit entreprit la construction de 10 étalons de l'ohm international, construction qui est terminée aujourd'hui, mais dont les résultats ne sont pas encore publiés. Des étalons analogues sont en construction au Bureau of Standards de Washington (Stratton et Rosa), au Bureau des Poids et Mesures russe (Egoroff) et au Japon. Enfin une nouvelle détermination en valeur absolue de l'ohm est en cours au National Physical Laboratory par la méthode de Lorenz.

La Conférence officielle tenue à Londres en octobre 1908 confirma les décisions antérieures relatives à l'ohm; elle y apporta néanmoins une légère addition en définissant la longueur de la colonne de mercure comme égale non à 106,3, mais à 106,300; cette addition qui peut paraître de mince importance, est parfaitement logique: elle signifie simplement que, les comparaisons de résistances étalons pouvant, dans l'état actuel de la métrologie, se faire à $\frac{1}{100\ 000}$ près, l'étalon lui-même doit être défini avec cette précision.

La Conférence de Londres rédigea de plus une spécification précise pour la réalisation des prototypes de l'ohm international: on trouvera cette spécification en annexe.

Tel est l'état actuel de la question de l'ohm; on voit qu'elle est extrêmement avancée; il ne resterait plus, pour l'amener au degré de perfection de la convention du mètre, que la réalisation d'un prototype unique et accepté par toutes les nations.

II. — L'AMPÈRE.

Comme on l'a vu, l'ampère est la dernière venue des trois unités fondamentales: l'ohm et le volt existaient dès avant le Congrès de 1881; l'ampère prit naissance à ce Congrès, le jour même de son

assemblée de clôture : il fut défini de la manière suivante : on appelle ampère un courant produit par 1 volt dans 1 ohm ; mais dès la conférence de 1884, la situation change : l'ohm légal étant défini, trois manières, ainsi que l'expose fort clairement lord Kelvin, se présentent pour définir l'ampère et le volt : ou définir l'ampère par la résistance et le travail et en déduire le volt ; ou définir le volt en valeur absolue comme 10^8 C. G. S., et déduire l'ampère du volt ainsi défini et de l'ohm légal ; ou définir l'ampère comme 10^{-1} C. G. S. et déduire le volt légal de l'ampère ainsi défini et de l'ohm légal ; c'est pour cette dernière solution que se prononça lord Kelvin, et son opinion entraîna la décision de la Conférence : l'ampère est défini comme le courant dont la mesure absolue est 10^{-1} unités électromagnétiques C. G. S., et le volt légal comme la force électromotrice qui soutient le courant d'un ampère dans un conducteur dont la résistance est l'ohm légal. Déjà, dans cette réunion, est émise l'opinion que l'électrolyse de l'argent pouvait fournir un moyen de réaliser pratiquement l'ampère ; mais les trois nombres que l'on possédait à cette époque pour l'équivalent électrochimique de l'argent :

Mascart.....	4,1156
Rayleigh.....	4,1179
Kohlrausch.....	4,1183

ne paraissent pas suffisamment concordants pour qu'il fût pris une décision à cet égard.

Ajoutons, comme détail inédit, que Mascart reconnut plus tard, comme l'une des causes de la faiblesse du nombre qu'il avait trouvé, une erreur systématique dans la règle qui lui avait servi de base pour la mesure des dimensions de son électro-dynamomètre.

Mais l'idée de choisir l'électrolyse de l'argent comme base de la mesure de l'ampère était jetée et devait être reprise et gagner du terrain à toutes les réunions suivantes :

Au Congrès de 1889, la question d'un étalon d'intensité ne fut pas soulevée officiellement ; mais, dans une séance de section, lord Kelvin, Mascart et M. Lippmann se prononcèrent en faveur de l'électrolyse.

A la Conférence d'Edimbourg, sont émis les vœux : que l'unité de courant soit dénommée ampère et ait la valeur de $\frac{1}{10}$ en fonction du centimètre, du gramme et de la seconde ; qu'un courant invariable, qui, passant dans une dissolution d'azotate d'argent dans l'eau, conformément aux spécifications annexées au Rapport, dépose $1^{mg},418$

d'argent par seconde, puisse être pris comme un courant d'un ampère.

Quelques objections furent faites contre cette définition dans les réunions de la Société internationale des Electriciens préparatoires au Congrès de Chicago : dans son rapport, M. Pellat émit, à ce sujet, l'opinion qu'on ne peut espérer une précision supérieure à $\frac{1}{500}$ dans la mesure des courants par l'électrolyse de l'argent.

La chambre des délégués du Congrès de Chicago, en 1893, prend les résolutions suivantes :

« Que les divers Gouvernements représentés par les délégués à ce Congrès recommandent formellement d'adopter comme unités légales de mesure électrique :

« ... Comme unité de *courant*, l'*ampère international*, égal à 0,1 unité électromagnétique C. G. S., suffisamment bien représenté, pour les besoins de la pratique, par le courant constant qui, traversant une solution d'azotate d'argent dans l'eau, conformément aux spécifications ci-jointes, dépose l'argent à raison de 0^{re},001118 par seconde. »

Ainsi, à cette époque, l'ampère international se confond avec l'ampère théorique, et l'électrolyse de l'argent n'est indiquée que comme un moyen, commode pour la pratique, de le réaliser.

Le point de vue change brusquement à la Conférence officielle tenue à Berlin en 1903 sous la présidence de Mascart ; cette Conférence décide :

1° On ne doit choisir que deux unités électriques comme unités fondamentales ;

2° Comme unités électriques fondamentales sont acceptés : l'ohm international, représenté par la résistance d'une colonne de mercure, et l'ampère international, représenté par un dépôt d'argent.

Ainsi, je ne saurais trop insister sur ce point, le mot *ampère international*, qui jusque-là signifiait, d'après les décisions de Chicago, 10⁻¹ C. G. S., change de sens, et signifie le courant déposant en une seconde une certaine masse d'argent que la Conférence de Berlin laisse le soin à la Conférence officielle projetée de fixer définitivement.

Il faut remarquer cependant qu'à Berlin cette décision n'est pas prise à l'unanimité ; les États-Unis, représentés par Carhart, votent contre, et proposent le volt comme seconde unité primaire : c'est la première fois, depuis la Conférence de 1884, que la prédominance de l'ampère est attaquée.

La conférence de Londres, réunie en octobre 1908, et où la France était représentée par MM. Lippmann, Benoit et de Nerville, adopte les deux résolutions suivantes, qui confirment celles de Berlin :

L'ampère est la seconde unité primaire ;

L'ampère international est le courant invariable qui, passant à travers une solution d'azotate d'argent dans l'eau, conformément à la spécification attachée à cette résolution, dépose de l'argent à raison de $0^{\text{sr}},00111800$ par seconde.

Il est à remarquer que cette fois, au cours de la discussion, la France s'était jointe aux États-Unis pour voter contre cette résolution.

Néanmoins, à la fin de la Conférence, elle fut contresignée par l'unanimité des pays représentés, y compris les États-Unis et la France. C'est donc à l'heure actuelle la définition que l'on peut appeler la plus officielle de l'ampère international.

III. — LE VOLT.

Si on laisse de côté la question de principe de savoir si le volt doit être la deuxième unité électrique fondamentale ou simplement une unité dérivée, la nécessité d'un étalon matériel de force électromotrice s'est fait sentir de tout temps depuis que l'on fait des mesures électriques. Le daniell a été pendant de longues années le seul étalon de cette espèce. En 1872, Latimer-Clark proposa au Comité de l'Association britannique une pile étalon au sulfate de mercure qui était une modification de l'élément Marié-Davy. Aucune décision ne fut prise par le Comité relativement à cet élément ; mais, en 1874, Latimer Clark détermine en valeur absolue sa force électromotrice au moyen de l'électrodynamomètre de l'Association britannique et de l'unité B. A. Il trouva ainsi 1,437 (sans indication de température), nombre qui est longtemps resté classique.

Il ne fut pas question d'étalon de force électromotrice au Congrès de 1881. A la conférence de 1884, il est fait seulement une courte allusion au clark, auquel on attribue la valeur 1,4406 en fonction de l'ampère vrai et de l'ohm légal, toujours sans indication de température.

En 1889, dans son rapport préliminaire, M. Pellat recommande l'emploi du clark, mais aucune décision n'est prise à ce sujet au Congrès.

En 1892, la réunion d'Edimbourg examine un certain nombre

d'éléments Clark et les compare aux éléments normaux du Laboratoire Cavendish ; elle trouve une concordance satisfaisante, à 3 ou 4 dix-millièmes près, et émet le vœu suivant :

« Que l'unité de force électromotrice soit appelée volt, et définie comme la force électromotrice qui, appliquée d'une manière constante à un conducteur dont la résistance est de 1 ohm, produit un courant de 1 ampère ;

« Que la différence de potentiel existant à la température de 15° C. entre les pôles ou électrodes de l'élément voltaïque connu sous le nom d'élément Clark, préparé suivant les spécifications attachées à ce rapport, puisse être prise comme ne différant pas de 1,434 volt de plus de un millième. »

Le Congrès de Chicago modifie un peu cet énoncé : il invite les différents Gouvernements représentés au Congrès à choisir comme unités électriques les suivantes :

« Comme unité de force électromotrice, le volt international, qui est la force électromotrice qui, appliquée d'une façon constante aux extrémités d'un conducteur ayant une résistance de 1 ohm international, produit un courant égal à 1 ampère international, représenté avec une exactitude suffisante, pour les besoins de la pratique, par $\frac{1.000}{1.434}$ de la force électromotrice de la pile connue sous le nom de pile Clark, à la température de 15°, et préparée conformément aux spécifications ci-jointes. »

Rappelons une fois de plus qu', au Congrès de Chicago, l'ampère international se confond rigoureusement avec l'ampère vrai.

Les spécifications annoncées devaient être rédigées par une Commission composée de von Helmholtz, Ayrton et Carhart ; Helmholtz mourut sur ces entrefaites, et aucune spécification ne fut publiée.

D'importants travaux furent effectués à la Reischanstalt de 1893 à 1898 sur le dépôt d'argent et la force électromotrice du clark ; ces travaux ramenèrent la force électromotrice du clark de 1^v,434 à 1^v,4328 avec 1,118 pour l'argent ; ce résultat est à retenir, parce qu'il met pour la première fois en évidence une contradiction dans les énoncés de Chicago, ou du moins dans la partie de ces énoncés destinée à la pratique.

C'est vers les mêmes années qu'apparaît l'élément étalon Weston au sulfate de cadmium, dont la supériorité sur le clark est bientôt universellement reconnue. La Conférence de Berlin en 1905 admet

cet élément comme élément normal avec les deux prescriptions suivantes : l'élément doit contenir du sulfate de cadmium solide ; l'amalgame de cadmium doit avoir une teneur de 12 à 13 0/0, mais sans donner de spécification plus détaillée.

Enfin la Conférence de Londres, dans ses résolutions, définit le volt international par l'ohm international et l'ampère international et sans parler d'élément étalon ; mais, dans son rapport, elle recommande l'usage de l'élément Weston comme élément normal, et donne les spécifications nécessaires pour le définir ; de plus elle lui attribue provisoirement la valeur de 1,0184 à 20°, laissant au comité scientifique qu'elle institue le soin de donner une valeur définitive.

LÉGISLATION DES DIFFÉRENTS PAYS SUR LES UNITÉS ÉLECTRIQUES.

France. — En France il n'y a pas de loi sur les unités électriques ; nous vivons sous le régime d'un décret du 25 avril 1896. Ce décret fut préparé par une Commission spéciale dont les travaux furent résumés par M. Violle dans un rapport des plus intéressants. Le décret de 1896 reproduit textuellement les décisions de Chicago. Il définit l'ohm international par la longueur 106,3 et la masse 14,4521, l'ampère international comme 10^{-4} C. G. S., et le volt international comme produit de l'ohm par l'ampère. L'ampère et le volt sont suffisamment représentés, pour les besoins de la pratique par le dépôt d'argent et par le clark, avec les nombres 1,118 et 1,434. Nous avons vu plus haut que ces deux nombres sont contradictoires dès que l'on veut dépasser la précision du millième. Le décret de 1896 doit donc être nécessairement révisé dans un avenir rapproché.

Allemagne. — L'Allemagne possède une loi sur les unités électriques (loi du 1^{er} juin 1898 ayant son effet à partir du 1^{er} janvier 1902).

L'ohm est conforme à la définition de Chicago. Il est conservé à la Reichsanstalt sous la forme des cinq tubes dont nous avons parlé plus haut.

L'ampère est défini par le dépôt d'argent avec le nombre 1,118 : cette définition, en contradiction avec les décisions de Chicago, est une des causes des difficultés actuelles. Aucun dépôt d'argent n'a été effectué par la Reichsanstalt de 1898 à 1906 ; pendant ce temps, elle a maintenu le volt par la valeur 1,4328 pour le clark à 15°, tan-

dis qu'en France on prenait 1,434 ; il y a donc eu, dans ces dix dernières années, un écart systématique de $\frac{1}{1\ 000}$ entre le volt allemand et le volt français.

Angleterre. — Conformément à la loi des poids et mesures de 1889, un ordre du Conseil de la reine du 23 août 1894 donne, en Angleterre, un caractère obligatoire à l'ohm, à l'ampère et au volt définis au Congrès de Chicago. Une cédula, ajoutée à la loi, crée un étalon de résistance considéré comme exact à $\frac{1}{10\ 000}$ près, un étalon d'intensité et de force électromotrice considérées comme exactes à $\frac{1}{1\ 000}$ près.

Ces étalons, conservés au Board of Trade, sont les suivants :

L'étalon de l'ohm est une bobine de platine-argent déduite de l'unité B. A. par le rapport $\frac{1}{0,9866}$: il n'y a donc pas d'étalon mercuriel officiel ;

L'ampère est défini par un électrodynamomètre, genre Rayleigh, étalonné en admettant 1,118 pour l'argent. Le courant passe jour et nuit dans cet appareil ; réétalonné en 1906, il a donné 1,1179 pour l'argent.

L'étalon du volt est conservé par un électromètre de lord Kelvin : c'est la centième partie de la différence de potentiel qui provoque une déviation de l'électromètre égale à celle qu'il éprouve lorsqu'il est disposé aux bornes d'une résistance de 100 ohms parcouru par le courant de 1 ampère dont il vient d'être question.

On voit que, pour l'Allemagne comme pour l'Angleterre, l'ampère est basé sur l'électrolyse de l'argent, avec le même nombre 1,118 ; mais, dans l'un de ces pays, il est conservé par un élément étalon et une résistance, et dans l'autre par un électrodynamomètre.

Canada. — La loi est la même qu'en Angleterre ; mais elle ne comporte pas la définition des étalons, qui ne conviennent qu'à la métropole ; il est d'ailleurs prévu la construction d'étalons semblables.

Autriche (loi du 4 juillet 1900). — L'ohm est défini comme 10^9 C. G. S. pour les besoins de la pratique, il est représenté par une colonne de mercure, etc.

L'ampère est défini comme 10^{-1} C. G. S., et, pour la pratique, représenté par le courant qui dépose 1^{mz} , 118 d'argent par seconde.

Le volt est défini par l'ohm et l'ampère.

Belgique. — La loi belge est analogue à la loi allemande, sauf que l'ampère n'est défini que pour les besoins de la pratique.

États-Unis. — La loi du 12 juillet 1894 reproduit la décision de Chicago avec les spécifications relatives à l'argent ; les spécifications relatives au clark sont empruntées en partie aux spécifications anglaises, en partie aux travaux de Kahle et de Carhart. Il est à remarquer que c'est la seule loi qui donne un coefficient de température pour le clark (0,00115 entre 10° et 25°).

Hongrie (loi du 10 janvier 1907). — A peu près identique (en ce qui concerne les unités électriques) à la loi autrichienne. Mais la loi hongroise est très complète et donne une définition développée de toutes les unités pratiques.

Suisse. — La Suisse a adopté récemment la loi allemande.

En examinant ces divers documents, on a l'impression qu'ils ont été rédigés trop hâtivement, et avant que la question fût assez mûre pour permettre une législation. Nous estimons que la France a fait un acte de haute sagesse en s'en tenant à un simple décret qu'il est facile de modifier ou de perfectionner.

De tout ce qui précède, il résulte que, abstraction faite de petites différences de détail, il y a actuellement un consentement à peu près général à définir l'ohm par une colonne de mercure (106,3 ; 14,4521) et l'ampère par l'argent (4,118). Nous avons à rechercher maintenant jusqu'à quel point cette uniformité de définition est susceptible d'amener l'uniformité des mesures.

Pour l'ohm, la comparaison directe des prototypes est impossible : aucun pays ne consentira à transporter ses étalons dans un pays voisin pour effectuer des comparaisons directes : il faut donc opérer par l'intermédiaire de copies ; et ici, nous avons fort peu de renseignements. Nous nous bornerons à signaler le fait suivant : au cours des derniers travaux entrepris par le Laboratoire central d'Électricité sur les unités électriques, nous avons eu occasion de comparer un ohm international en manganine, étalonné avec la plus extrême précision à la Reichsanstalt, avec trois copies mercurielles de l'ohm légal établies par M. Benoit en 1885 et parfaitement concordantes entre elles. Nous avons trouvé systématiquement que l'ohm international allemand serait plus grand d'environ $\frac{1}{10\ 000}$ que

l'ohm international donné par nos copies mercurielles ; mais nous n'avons pas eu les étalons prototypes de M. Benoit à notre disposition.

D'autre part, il semble également prouvé que l'ohm international anglais du National Physical Laboratory est légèrement plus grand que l'ohm allemand, de $\frac{3}{100\ 000}$ à $\frac{4}{100\ 000}$.

Il est évident que dès que les nouveaux ohms mercuriels en construction de différents côtés seront terminés, un travail d'ensemble d'intercomparaison par l'intermédiaire de copies absolument sûres s'imposera.

En ce qui concerne l'argent, la question est encore plus difficile si l'on veut atteindre la précision de $\frac{1}{40\ 000}$: en effet, il est en général impossible de ramener les travaux des différents expérimentateurs à une base commune : tous ceux qui ont déterminé l'équivalent électrochimique de l'argent l'ont déterminé soit au moyen d'un électrodynamomètre absolu, soit au moyen d'une résistance connue et d'une pile étalon.

Dans le premier cas, les divergences, s'il y en a, doivent-elles être attribuées à l'électrodynamomètre ou à l'électrolyse elle-même ? et dans le second cas, doivent-elles être attribuées à la résistance, à l'élément étalon, ou à l'électrolyse elle-même ? Autant de questions qu'on ne peut en général résoudre que par des probabilités.

Nous sommes pourtant en mesure de donner un certain nombre de résultats comparatifs grâce au Laboratoire central d'Électricité qui a, pour la première fois, coordonné un certain nombre de mesures et montré le grand intérêt qu'il y a, dans ce domaine, à renoncer aux travaux isolés pour n'entreprendre que des travaux de coopération. Nous pouvons dresser le tableau suivant des valeurs absolues trouvées dans les travaux récents pour la force électromotrice de l'élément Weston :

		Ramenés à l'ohm anglais
N. P. L.	1,01818	1,01818
L. C. E.	1,01869	1,01855
P. I. R. (1908)	1,01834	1,01830
[déduit de Ag = 1,118]		
Pellat (I)	1,01802	1,01788
Pellat (II)	1,01840	1,01822
Guillet	1,01820	1,01803

Mettons à côté les nombres trouvés par chaque expérimentateur sur l'équivalent électrochimique de l'argent :

N. P. L.....	1,01818	1,11827
L. C. E.....	1,01855	1,11820
P. T. R.....	1,01830	1,11800 (admis)
Pellat et Potier (Elect. I).	1,01788	1,11920

Si maintenant nous ramenons l'argent à ce qu'il serait si on admettait 1,01818 pour l'élément Weston à 20°, on trouve :

N. P. L.....	1,11827
L. C. E.....	1,11860
P. T. R.....	1,11813
Pellat et Potier.....	1,11867

Tels sont les nombres réellement comparables ; on voit que, d'après cela, si les résultats anglais et allemands concordent à $\frac{1}{10\,000}$ près environ, les résultats français s'en écartent de $\frac{3}{10\,000}$

à $\frac{4}{10\,000}$. On voit combien on se serait trompé si on avait pris les nombres bruts. Il y aurait grand intérêt à multiplier ces expériences ; le Laboratoire central d'Électricité est tout prêt à étalonner les résistances et les éléments étalons pour les expérimentateurs qui désiraient s'engager dans cette voie.

En ce qui concerne l'élément Weston, les comparaisons sont beaucoup plus faciles, car l'élément est facilement transportable et constitue un véritable étalon. D'après toutes les expériences que l'on trouvera publiées ailleurs, il est certainement possible de compter sur le dix-millième dans la concordance des éléments Weston ; et la concordance des séries d'éléments soigneusement construits dans les Laboratoires, atteint quelques cent-millièmes de volts. C'est devant ces résultats, de beaucoup supérieurs à ceux du Clark, que le volt a repris quelque chance de redevenir un jour ou l'autre la deuxième unité fondamentale.

On voit combien est complexe cette question des unités électriques dès que l'on cherche une précision qui est encore bien éloignée de celle qui est atteinte dans la comparaison des masses et des longueurs : on a trop souvent pris l'habitude, en France, de se fier uniquement aux constructeurs pour maintenir les unités électriques : un Laboratoire bien outillé, et surtout très expérimenté, est seul qua-

lifié pour cela ; seul il peut assurer l'uniformité indispensable des mesures dans un pays.

Quant à assurer l'uniformité des mesures internationales, la question est beaucoup plus délicate ; des échanges de vue ont eu lieu à ce sujet, dans les différentes réunions internationales, et en particulier à Berlin en 1903 et à Londres en 1908 : je me bornerai à citer le passage suivant du rapport final de la Conférence de Londres :

« La Conférence a examiné la méthode qui pourrait être recommandée aux Gouvernements pour assurer une administration uniforme relative aux unités et étalons électriques ; elle exprime l'opinion que la meilleure méthode pour assurer l'uniformité dans l'avenir serait dans l'établissement d'un Laboratoire électrique international qui aurait pour tâche de conserver et de maintenir les étalons électriques internationaux. Ce Laboratoire devrait être constitué d'une manière tout à fait indépendante d'un Laboratoire national quelconque. »

On peut dire que ce vœu constitue la partie la plus importante de l'œuvre de la Conférence de Londres : c'est la question de l'organisation, pour l'électricité, d'une convention analogue à celle du mètre, qui a donné de si brillants résultats, et d'un Laboratoire international analogue, pour les unités électriques, au Bureau international des Poids et Mesures. Dès lors l'idée d'une juxtaposition et probablement même d'une fusion de ces deux organismes s'impose d'une manière presque forcée ; l'idée est en marche, et nous sommes convaincus qu'avec le temps — il faut être patient en ces sortes de choses — l'avenir nous rapprochera tous les jours de cette solution, si désirable à tous les points de vue.

ANNEXES.

SPÉCIFICATIONS RELATIVES AUX ÉTALONS MERCURIELS DE RÉSTANCE.

Londres (1908).

Les tubes de verre employés pour les étalons mercuriels de résistance doivent être faits d'un verre tel que les dimensions puissent rester aussi constantes que possible. Les tubes doivent être bien

recuits et dressés; le calibre doit être aussi exactement que possible uniforme et circulaire, et l'aire de la section droite du calibre doit être approximativement de 1 millimètre carré. Le mercure doit avoir une résistance d'un ohm approximativement.

Chaque tube doit être soigneusement calibré. La correction à appliquer pour tenir compte de ce que l'aire de la section droite n'est pas partout exactement la même ne doit pas excéder $\frac{5}{40\,000}$.

Le mercure remplissant le tube doit être considéré comme limité par deux surfaces planes en contact avec les extrémités du tube.

La longueur de l'axe du tube, la masse de mercure qu'il contient et la résistance électrique du mercure doivent être déterminés à une température aussi voisine de 0° C. que possible. Les mesures doivent être ramenées à 0° C.

Pour les mesures électriques, des vases d'extrémité, portant les connexions pour le courant et le potentiel, doivent être fixées aux tubes. Ces vases d'extrémité doivent avoir une forme sphérique (d'un diamètre de 4 centimètres environ), et doivent présenter des pièces cylindriques pour faire les connexions avec les tubes. L'arête extérieure de chaque extrémité du tube coïncide avec la surface intérieure du vase sphérique correspondant. Les conducteurs qui font contact avec le mercure doivent être de minces fils de platine scellés dans le verre. Le point d'entrée du conducteur amenant le courant et l'extrémité du tube doivent être aux extrémités opposées d'un diamètre du vase. Le conducteur de potentiel doit être au milieu entre ces deux points. Tous les conducteurs doivent être assez minces pour qu'il n'y ait pas d'erreur sur la résistance introduite par une conduction de la chaleur au mercure. Le remplissage du tube pour les mesures de résistances doit être effectué sous les mêmes conditions que le remplissage pour la détermination de la masse.

La résistance qui doit être ajoutée à la résistance du tube pour tenir compte de l'effet des vases d'extrémité, doit être calculée par la formule :

$$A = \frac{0,80}{4\,063\pi} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \text{ ohm,}$$

dans laquelle r_1 et r_2 sont les rayons en millimètres des sections d'extrémités du calibre du tube.

La moyenne des résistances calculées d'au moins cinq tubes doit être prise pour déterminer la valeur de l'unité de résistance.

Pour la comparaison des résistances avec un tube à mercure, les mesures doivent être faites avec au moins trois remplissages séparés du tube.

SPECIFICATIONS RELATIVES A L'ÉLECTROLYSE DE L'ARGENT.

I. — *Edimbourg* (1892).

Dans la spécification suivante, le terme: voltamètre à argent, signifie l'arrangement d'appareils au moyen desquels un courant électrique est dirigé à travers une solution de nitrate d'argent dans l'eau. Le voltamètre à argent mesure la quantité totale d'électricité qui a passé durant le temps de l'expérience, et, en notant ce temps, on peut déduire l'intensité moyenne de courant, ou, si le courant a été maintenu constant, l'intensité même de ce courant.

Dans l'emploi du voltamètre à argent pour la mesure de courants d'environ 1 ampère, les dispositions suivantes peuvent être adoptées. La cathode, sur laquelle l'argent doit être déposé, devra avoir la forme d'une coupe de platine n'ayant pas moins de 10 centimètres de diamètre et de 4 à 5 centimètres de profondeur.

L'anode devra être une plaque d'argent pur d'environ 30 centimètres carrés de surface et de 2 ou 3 millimètres d'épaisseur.

Cette anode est supportée horizontalement dans le liquide près de la surface de la solution par un fil de platine passant à travers des trous dans la plaque aux angles opposés. Pour éviter que l'argent désagrégé qui se forme à l'anode ne tombe sur la cathode, l'anode doit être enveloppée avec du papier à filtrer pur fixé derrière par de la cire à cacheter.

Le liquide doit consister en une solution de nitrate d'argent pur contenant environ 15 parties de son poids de nitrate pour 85 parties d'eau.

La résistance du voltamètre change quelque peu par le passage du courant. Pour empêcher que ce changement ait trop d'influence sur l'intensité du courant, quelques résistances, en dehors de celle du voltamètre, doivent être insérées dans le circuit. La résistance métallique totale du circuit ne doit pas être moindre que 10 ohms.

Méthode pour faire une mesure. — La coupe de platine est lavée à l'acide nitrique et à l'eau distillée, séchée par la chaleur, puis laissée

refroidir dans un dessiccateur. Lorsqu'elle est tout à fait sèche, elle est pesée soigneusement.

Elle est à peu près remplie avec la solution, et on la relie au reste du circuit en la plaçant sur un support de cuivre bien propre auquel est attachée une vis de jonction. Ce support de cuivre doit être isolé.

L'anode est alors immergée dans la solution de manière à être bien recouverte par celle-ci, puis fixée dans cette position; les connexions du reste du circuit sont établies.

Le contact est établi à l'interrupteur, et l'on note l'époque du contact. On laisse le courant passer pendant au moins une demi-heure et on note l'époque où le contact est rompu. Il faut s'assurer que la montre employée conserve correctement le temps durant cet intervalle.

La solution est alors enlevée de la coupe, puis le dépôt est lavé avec de l'eau distillée et on le laisse tremper au moins six heures. Il est alors rincé successivement avec de l'eau distillée et de l'alcool absolu, et séché dans un bain d'air chaud à la température de 46° C. environ. Après refroidissement dans un dessiccateur, il est pesé de nouveau. L'augmentation de poids donne l'argent déposé.

Pour trouver le courant en ampères, le poids, exprimé en grammes, doit être divisé par le nombre de secondes pendant lequel le courant a passé et par 0,001118.

Le résultat donnera l'intensité moyenne du courant si, pendant l'intervalle, le courant a varié.

Pour déterminer par cette méthode la constante d'un instrument, le courant doit être maintenu aussi constant que possible et les lectures de l'instrument doivent être prises à de fréquents intervalles de temps observés. Ces observations donnent une courbe de laquelle la lecture correspondant au courant moyen peut être déduite. Le courant, calculé par le voltamètre, correspond à cette lecture.

II. — *Chicago* (1893).

Les prescriptions d'Edimbourg sont textuellement reproduites (mais non la méthode pour faire une mesure).

III. — *France* : prescription suivant le décret du 25 avril 1896.

Les prescriptions d'Edimbourg sont reproduites à peu près textuellement; à noter seulement la légère variante que voici : l'anode

est maintenue horizontalement dans le liquide *par un fil d'argent rivé en son centre.*

IV. — *Londres* (1908).

L'électrolyte doit consister en une solution formée (en poids) de 15 à 20 parties de nitrate d'argent dans 100 parties d'eau distillée. La solution ne doit être employée qu'une seule fois, et seulement pendant un temps tel qu'il ne se dépose pas plus de 30 0/0 de l'argent contenu dans la solution.

L'anode doit être formée d'argent, la cathode de platine. La densité du courant ne doit pas excéder à l'anode $\frac{4}{5}$ d'ampère par centimètre carré et à la cathode $\frac{1}{50}$ d'ampère par centimètre carré.

On ne doit pas employer moins de 100 centimètres cubes d'électrolyte dans le voltamètre.

On doit prendre soin que les particules, qui pourraient se détacher mécaniquement de l'anode, ne puissent pas atteindre la cathode.

Avant de peser, toute trace de la solution adhérant à la cathode doit être enlevée, et la cathode desséchée.

SPECIFICATIONS RELATIVES A L'ÉLÉMENT NORMAL WESTON (1).

Londres (1908).

L'élément normal Weston est un élément voltaïque qui a comme électrolyte une solution aqueuse saturée de sulfate de cadmium ($\text{CdSO}_4 + 8\text{H}_2\text{O}$).

L'électrolyte doit être neutre au rouge de Congo.

L'électrode positive de l'élément est le mercure.

L'électrode négative de l'élément est un amalgame de cadmium consistant en 12,5 parties de cadmium pour 100 parties d'amalgame (en poids).

Le dépolarisant, qui est placé en contact avec l'électrode positive, est une pâte faite en mélangeant du sulfate mercurieux avec des cris-

(1) Nous ne donnons pas ici les spécifications antérieures relatives au clark qui n'ont plus qu'un intérêt historique.

taux pulvérisés de sulfate de cadmium et une solution aqueuse saturée de sulfate de cadmium.

Les différentes méthodes de préparation du sulfate mercurieux sont décrites dans les notes ⁽¹⁾. Une des méthodes qui y sont spécifiées doit être mise à part.

Pour construire l'élément, la forme en H est la plus convenable. Les conducteurs passant à travers le verre jusqu'aux électrodes doivent être formés de fils de platine qu'on doit empêcher de venir en contact avec l'électrolyte. L'amalgame est placé dans une branche le mercure dans l'autre.

Le dépolarisant est placé au-dessus du mercure, et une couche de sulfate de cadmium est introduite dans chaque branche. L'élément entier est rempli avec une solution saturée de sulfate de cadmium et ensuite hermétiquement scellée.

La formule suivante est recommandée pour l'expression de la force électromotrice de l'élément entre 0° C. et 40° C. :

$$E_t = E_{20} - 0,0000406 (t - 20) - 0,00000095 (t - 20)^2 + 0,00000001 (t - 20)^3.$$

RECHERCHES DU LABORATOIRE CENTRAL D'ÉLECTRICITÉ SUR LES UNITÉS ÉLECTRIQUES FONDAMENTALES ⁽²⁾ ;

Par M. PAUL JANET.

Les recherches dont il va être question font partie d'une série de travaux entrepris dans les divers laboratoires nationaux de physique dans le but d'uniformiser dans les divers pays la législation relative aux unités électriques. Contrairement en effet à ce que pensent beaucoup de physiciens, les décisions prises par le congrès de Chicago, en 1893, avaient été insuffisantes pour amener cette uniformisation.

Elles définissaient l'ohm comme étant la résistance à 0° d'une co-

(1) Les notes sur les méthodes employées dans les différents laboratoires d'établissement seront publiées par le Comité scientifique ou la Commission permanente comme appendice à ce rapport.

(2) Les mémoires détaillés relatifs à ces mesures ont paru dans le *Bulletin de la Société internationale des Électriciens* (1908, p. 405). Les collaborateurs qui y ont pris part sont M.-M.-F. Laporte, R. Jouaust et P. de La Gorce.

lonne de mercure de $106^{\text{cm}},3$ de longueur et d'une masse de $14^{\text{gr}},4521$; l'ampère était le dixième de l'unité électromagnétique C. G. S. et le volt la force électromotrice nécessaire pour produire un courant de 1 ampère dans une résistance d'un ohm.

Pour les besoins de la pratique, l'ampère était suffisamment représenté par l'intensité du courant déposant $0^{\text{gr}},001118$ d'argent par seconde et le volt pour la $\frac{1000}{1034}$ partie de la force électromotrice à 15° de l'élément



connu sous le nom d'élément Latimer-Clark.

La législation française (décret du 25 avril 1896) reproduit intégralement ces décisions.

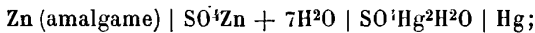
Dans d'autres pays, au contraire, l'Allemagne par exemple, la définition légale de l'ampère est celle qui est déduite de la loi de Faraday. Des expériences faites dans ce pays montrèrent qu'en admettant pour équivalent électrochimique de l'argent $0,001118$, la valeur de la force électromotrice de l'élément Clark devait être prise à 15° égale à $1,4328$ volt. Comme les éléments étalons servent de point de départ dans presque tous les étalonnements d'appareils, il en résultait des erreurs systématiques entre les mesures faites entre les deux pays.

En outre l'emploi de l'étalon Clark, recommandé par le congrès de Chicago, ne donnait pas toute satisfaction, par suite de son coefficient de température élevé et il semblait préférable d'adopter une pile indiquée en 1891 par l'Américain Weston et dérivant du Clark par la substitution du cadmium au zinc. C'est l'étude des meilleures conditions de réalisation de cette pile, de la détermination de sa force électromotrice dans le système ohm international, ampère absolu (dixième de l'unité électromagnétique C. G. S.) et la détermination de l'équivalent électrochimique de l'argent qui font l'objet des travaux que nous allons résumer ci-dessous.

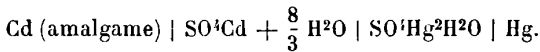
I. — RECHERCHES SUR L'ÉLÉMENT NORMAL AU CADMIUM.

De toutes les piles hydroélectriques proposées comme élément étalon deux seulement semblent présenter des caractères de constance et de reproductibilité suffisants pour le but que l'on a en vue.

Ce sont : 1° l'élément Latimer-Clark :



2° L'élément au cadmium :



Le premier de ces éléments a l'inconvénient de présenter un coefficient de température élevé, inconvénient d'autant plus grave que, surtout pour les éléments de construction ancienne, il faut un temps fort long pour que l'élément ait bien la force électromotrice correspondant à la température ambiante.

En substituant le cadmium au zinc, on arrive à réaliser des piles ayant de très faibles coefficients de température.

Il existe deux modèles de piles étalons au cadmium : le premier est réalisé par la Weston European Company. Dans cet élément le pôle négatif est formé par un amalgame à 12,5 0/0 de cadmium et l'électrolyte est une solution de $\text{SO}^4\text{Cd} + \frac{8}{3}\text{H}^2\text{O}$ saturée à 4° C., et par suite non saturée au-dessus de cette température. Il présente l'avantage d'avoir un coefficient de température pratiquement négligeable, quelques millièmes par degré. Cette pile, dont l'emploi est très répandu et qui est constamment utilisée dans la mesure des différences de potentiel par la méthode potentiométrique, présente un inconvénient qui l'a fait rejeter comme élément normal : L'évaporation du liquide, au moins dans les modèles non scellés, est susceptible de faire varier la concentration de l'électrolyte et par suite la force électromotrice de l'élément.

Le second modèle des piles étalons au cadmium ne présente pas cet inconvénient : il est caractérisé par ce fait qu'il contient un excès de cristaux de sulfate de cadmium, ce qui assure la saturation à toute température et quelle que soit l'évaporation. C'est cet élément à électrolyte saturé qui a été adopté comme pile étalon normale et c'est celui que nous avons surtout étudié.

Construction des éléments. — Les tubes de verre servant à la construction de ces éléments ont une forme en H. Le mercure et l'amalgame de cadmium sont placés chacun dans une des jambes de ce tube, et des fils de platine traversant le verre permettent de réunir

ces deux pôles aux appareils de mesure. Le sulfate mercurieux utilisé comme dépolarisant, mélangé à l'état de pâte avec des cristaux finement pulvérisés de SO^4Cd et un excès de mercure est placé de façon à former une couche d'environ 15 à 20 millimètres de haut au-dessus du mercure.

Des cristaux de $\text{SO}^4\text{Cd} + \frac{8}{3} \text{H}_2\text{O}$ placés dans les deux jambes assurent la concentration de l'électrolyte.

Préparation des produits utilisés. — 1° **MERCURE.** — Le mercure a été purifié d'abord par l'action de l'acide azotique, puis distillé deux fois dans le vide.

2° **AMALGAME DE CADMIUM.** — L'amalgame utilisé avait une teneur de 12,5 0/0 de cadmium. Il était préparé en électrolysant entre une cathode de mercure et une anode constituée par un bâton de cadmium une solution à 10 0/0 de sulfate de cadmium acidulée avec 1 0/0 SO^4H^2 . Le bâton de cadmium avait environ 2 centimètres de diamètre et pour éviter les boues provenant de l'anode d'atteindre la cathode, les deux électrodes étaient séparées par un diaphragme constitué soit de plusieurs épaisseurs de mousseline soigneusement lavée avec de l'acide chlorhydrique, soit par un papier à filtre parcheminé de Schleicher et Schuhl.

La durée du passage du courant était telle que la quantité de cadmium déposée donnait un amalgame supérieur à 12,5 0/0. Il était ensuite ramené à la teneur cherchée par addition de mercure pur. Pour éviter une évaporation trop rapide du liquide due à l'échauffement de l'électrolyte par effet Joule, le liquide était recouvert d'une couche de paraffine. On ajoutait de temps en temps de l'eau distillée pour maintenir le niveau du liquide constant.

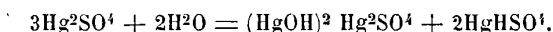
3° **SULFATE DE CADMIUM.** — Le sulfate de cadmium est dissous un peu au-dessous de 70° dans un excès d'eau. On ajoute un peu de H_2O_2 pour peroxyde de fer, on chauffe quelques heures après addition d'oxyde de cadmium chimiquement pur. On filtre et on fait cristalliser plusieurs fois à la température ordinaire.

Les cristaux doivent être lavés plusieurs fois à l'eau distillée avant d'être utilisés; on doit les conserver à l'abri de l'air.

4° **SULFATE MERCUREUX.** — C'est ce corps dont la préparation de-

(1) *Transactions du Congrès de Saint-Louis*, t. II, p. 114.

mande à être faite avec le plus grand soin. Les divergences obtenues dans la force électromotrice des éléments au cadmium construits avec des produits commerciaux semblent en effet être dues au sulfate mercurieux. On sait depuis les travaux de Kahle que des traces d'acide dans ce sulfate ont pour effet de diminuer la force électromotrice de l'élément. Pour éliminer ces traces d'acide, on lave généralement le SO^4Hg^2 avec de l'eau distillée. Il en résulte une hydrolyse, d'après la formule



Hulett⁽¹⁾, a constaté que cette hydrolyse se produisait dès que le sulfate se trouvait en présence d'une solution d'acide sulfurique d'une concentration inférieure à une molécule-gramme par litre.

D'autre part les éléments construits avec du sulfate mercurieux hydrolysé ont une force électromotrice trop élevée.

Il importe donc que, quel que soit le mode de préparation utilisé pour obtenir le sulfate mercurieux, ce corps ne se trouve jamais en présence d'eau contenant moins de 1 molécule-gramme par litre de SO^4H^2 . Au moment de monter l'élément, on se débarrasse de cet acide par un lavage prolongé du produit avec une solution de SO^4Cd , qui n'hydrolyse pas le SO^4Hg^2 .

Nous avons employé trois procédés de préparation du sulfate mercurieux.

a) *Par électrolyse alternative.* — Deux cristallisoirs d'environ 7 centimètres de diamètre pleins de mercure ont été placés dans une grande capsule contenant une solution d'acide sulfurique (1 partie d'acide pour 3 parties d'eau). L'intensité du courant était de 5 ampères efficaces par décimètre carré; sa fréquence de 42 périodes par seconde. Un agitateur mettait en mouvement la surface du mercure. On obtient ainsi un sulfate mercurieux à grains très fins et très blancs.

b) *Par électrolyse continue.* — Ce procédé a été également employé par Wolf et Waters au Bureau of Standards⁽¹⁾. Une couche de mercure pur de 4 centimètres d'épaisseur est recouverte d'une couche d'environ 15 centimètres de SO^4H^2 de densité 1,15 (1 de SO^4H^2 pour 6 de H^2O).

Le mercure constitue l'anode, une lame de platine plongeant dans l'acide sulfurique la cathode. Il est très important d'agiter violemment

(1) *Bulletin du Bureau of Standards*, t. III, n° 4; 1907.

la surface du mercure pendant cette électrolyse et de ne cesser cette agitation qu'un certain temps après l'interruption du courant. On réalise cette opération avec un agitateur en forme de L, tournant autour de sa branche verticale.

Les densités de courant employées ont été de 0,5 et 1 ampère par décimètre carré de surface de mercure anodique. Le produit obtenu est gris; il doit cette couleur à ce qu'il est intimement mélangé à de fines gouttelettes de mercure.

c) *Procédé par précipitation* ⁽¹⁾. — On a préparé de l'azotate mercurieux par l'action prolongée de l'acide azotique sur du mercure en excès. L'azotate mercurieux ainsi formé est dissous en présence du mercure en excès dans une solution étendue d'acide azotique pur (1 d'AzO³H pour 40 de H²O). Cette solution est versée, goutte à goutte, dans la liqueur encore chaude obtenue en mélangeant 1 de SO⁴H² pour 4 de H²O. Le précipité blanc est lavé à plusieurs reprises avec de l'eau acidulée (1 de SO⁴H² pour 6 de H²O).

Dans tous les cas, le sulfate mercurieux doit être conservé dans l'obscurité, en présence d'un excès de mercure et sous une couche d'eau convenablement acidulée. Les préparations électrolytiques doivent être faites dans une salle obscure.

Préparation de la pâte. — Les pâtes utilisées étaient en général préparées huit jours avant la construction de l'élément. Pour faire cette pâte, le sulfate mercurieux était mélangé avec $\frac{1}{10}$ environ de son poids de mercure et $\frac{1}{4}$ de son volume de cristaux de SO⁴Cd + $\frac{8}{3}$ H²O finement pulvérisés à l'avance. On n'ajouté pas de mercure dans le cas du sulfate mercurieux obtenu par électrolyse continue, qui en contient déjà.

Le sulfate mercurieux séché à la trompe est lavé soigneusement avec une solution concentrée du sulfate de cadmium. Les lavages doivent être poussés jusqu'à ce que le sulfate mercurieux ne donne plus de trace d'acidité au papier congo. On fait alors une pâte en le mélangeant intimement avec les proportions indiquées plus haut de SO⁴Cd et de Hg, mélange auquel on donne une constitution pâteuse par addition de solution saturée de SO⁴Cd.

(1) Ce procédé a été employé par Smith au *National Physical Laboratory*.

Montage des éléments. — Les tubes en verre sont remplis pendant une dizaine d'heures d'acide chromique, puis lavés à l'acide azotique et à l'eau distillée.

Les fils de platine étaient amalgamés de la façon suivante : les éléments étaient remplis d'azotate mercurieux qu'on électrolysait entre un fil quelconque de platine servant d'anode et les deux électrodes de platine en parallèle servant de cathode. Les tubes étaient vidés, lavés, à l'acide azotique au $\frac{1}{20}$, puis à l'eau distillée, et séchés à l'étuve.

L'amalgame de cadmium conservé jusque-là dans de l'eau acidulée était fondu au bain-marie, lavé à l'eau bouillante. Une certaine quantité de cet amalgame aspirée avec une pipette était placée dans une des jambes du tube ; du mercure était placé dans l'autre jambe. La pâte était introduite au-dessus du mercure au moyen d'un tube spécial, de façon à éviter de salir les parois de l'étalon. L'élément était rempli d'électrolyte, et des cristaux de sulfate de cadmium étaient introduits dans les deux jambes. Nous avons cherché à éviter de sceller complètement les éléments, comme cela était pratiqué dans d'autres laboratoires.

Nous les avons d'abord fermés au moyen de bouchons recouverts du mastic Golaz, une couche de paraffine ayant été placée au-dessus de l'électrolyte.

Dans d'autres éléments, nous avons utilisé des bouchons rodés à l'émeri. Au moment de fermer les éléments, les bouchons étaient enduits de gélatine fondue.

Comparaison des éléments. — Avant chaque comparaison, les éléments étaient placés côte à côte dans un bain de pétrole dans une salle dont la température était maintenue très sensiblement constante.

Dans certains cas, un certain nombre d'éléments ont été placés dans une étuve à température rigoureusement constante. Le mode de comparaison était la méthode connue sous le nom de méthode potentiométrique de Bouty.

Le galvanomètre utilisé était assez sensible pour que la comparaison des éléments pût se faire à 3 microvolts près.

Résultats des comparaisons. — Une centaine d'éléments ont ainsi

été construits à diverses époques au cours des années 1906, 1907 et 1908. Le Laboratoire central a reçu également des éléments construits dans des laboratoires étrangers (*National Physical Laboratory* et *Bureau of Standards*). Les conclusions auxquelles nous ont conduit nos comparaisons sont les suivantes :

Les éléments ont une force électromotrice qui varie pendant un mois environ après le montage de l'élément. Les procédés *b* et *c* pour la préparation de SO^4Hg^2 permettent de réaliser des éléments dont les forces électromotrices sont les mêmes à 1 ou 2 cent-millième près. Le procédé *a* a donné des éléments dont la force électromotrice est d'environ 12 cent-millièmes supérieure à la force électromotrice des éléments obtenus par les autres procédés.

Cette différence est *peut-être* due à ce fait que le sulfate mercurieux ainsi obtenu avait des grains très fins. On sait que von Steinwehr, avait signalé que la force électromotrice d'une pile étalon devait dépendre de la grosseur des grains du sulfate mercurieux utilisé, la force électromotrice étant d'autant plus grande que les grains sont plus fins.

En général, comme nous l'avons dit, la force électromotrice des éléments se maintient constante au bout d'un mois.

Sur un certain nombre de nos éléments, pourtant, nous avons constaté au bout d'un certain temps d'usage, une chute tantôt progressive, tantôt brusque de la force électromotrice de l'élément.

Il se peut que dans certains cas cette chute fût due à des réactions chimiques dans l'étalon. C'est par exemple l'opinion de Hulett, qui admet que le système n'est pas en équilibre chimique dans la jambe positive de l'élément ; mais, dans la plupart des cas, ces diminutions avaient un caractère accidentel et étaient dues très probablement à une introduction du pétrole des bains dans l'élément soit par suite d'un bouchage défectueux, soit par suite d'une fêlure à la soudure platine-verre.

Nous donnons dans le tableau ci-dessous quelques renseignements relatifs à la concordance et à la conservation de ces éléments.

Marque de la série	Préparation de SO^4Hg^2	Date de la fabrication	Force électromotrice moyenne de la série un mois après la fabrication	Force électromotrice en janvier 1909	Force électromotrice avril 1909
P. CN...	Précipitation	Juin 1907	1,01839	1,01830	1,0183
X.....	id.	Mars 1908	1,01822	1,01835	1,01834
E.....	Electrolyse alternative	Mai 1908	1,01853	1,01855	1,01854
J.....	Electrolyse continue	Juill. 1908	1,01845	1,01839	1,01837
S.....	id.	Nov. 1908	1,01845	1,01845	1,01843
F.....	id.	Fév. 1909	1,01847	—	1,01847

Les valeurs qui figurent dans ce tableau ont été calculées en admettant, 1,0184 volt par valeur de la force électromotrice à 20° de la moyenne des éléments utilisés au Laboratoire, conformément à la décision de la conférence internationale des unités électriques, qui s'est tenue à Londres en octobre 1908.

Nous attirons particulièrement l'attention sur la série dont les éléments beaucoup trop faibles comme force électromotrice au début ont remonté considérablement et se maintiennent très bien.

Influence de la température sur la force électromotrice des éléments. — Lorsque ces recherches ont été entreprises, on admettait généralement pour relation entre la force électromotrice et la température des éléments au cadmium à électrolyte saturé :

$$E_t = E_{20} - 0,000038 (t - 20) - 0,0000065 (t - 20)^2,$$

proposée par Jøeger et Wachsmuth ⁽¹⁾ et vérifiée par Jøeger et Lindeck ⁽²⁾.

Nos mesures nous ont montré qu'entre 25° et 10° cette formule donnait à moins de $\frac{1}{100\ 000}$ près la valeur de la force électromotrice de l'élément. Il n'en était plus de même pour les températures comprises entre 10° et 0°.

Les écarts entre les forces électromotrices observées et calculées étaient systématiquement de 10 à 20 cent-millièmes de volt. De plus nos recherches montraient que la véritable formule donnant la force électromotrice en fonction de la température devait présenter un maximum au voisinage de 4° C.

(1) *Wien. Ann.*, t. LIX, p. 575; 1896.

(2) *Annalen der Physik*, t. V, p. 1.

Ces résultats ont été confirmés par les travaux de Wolff⁽¹⁾, qui a proposé la formule

$$E_t = E_{20} - 0,0000406 (t - 20) - 0,00000095 (t - 20)^2 + 0,00000001 (t - 20)^3$$

Cette formule concorde parfaitement avec les résultats de nos mesures. Elle donne un maximum de force électromotrice à 3°, fait à rapprocher de ce que la courbe de solubilité du $\text{SO}^4\text{Cd} + \frac{3}{8}\text{H}^2\text{O}$, établie par Mylius et Funk⁽²⁾ semble présenter dans cette région un minimum de solubilité.

Les éléments contenant un amalgame à 12,5 0/0 de cadmium n'ont présenté aucune irrégularité au voisinage de 0°C. Au contraire nous avons constaté que, sur 5 éléments construits avec des amalgames à 10 0/0 de cadmium, 4 présentaient des irrégularités à 0° en ce sens que leur face électromotrice dépassait de 1 à 2 millièmes la valeur de celle des éléments à 12,5 0/0. Ces irrégularités rappellent celles qui ont été signalées par Jaeger dans les mêmes conditions sur les éléments à 14,3 0/0 de cadmium; mais l'explication proposée pour expliquer ces anomalies ne saurait s'appliquer aux amalgames à 10 0/0 de cadmium.

Elle était basée sur le fait signalé par Bijls, que, dans certaines proportions variables avec la température, deux phases coexistent dans l'amalgame de cadmium, qui se comporte ainsi comme une solution en présence d'un excès du sel.

D'autre part Tinsley⁽³⁾ a signalé des anomalies identiques. L'explication de ces anomalies n'est pas encore trouvée; mais en tout cas il est bon non seulement de ne pas utiliser les éléments au cadmium au-dessous de 10°, mais encore de ne pas laisser leur température descendre au-dessous de 10°; les éléments susceptibles de présenter ces anomalies présentant une hystérésis de température considérable.

Rapport des valeurs des forces électromotrices des éléments Clark et Weston normal. — Nous avons trouvé le rapport

$$\frac{\text{Clark à } 0^\circ}{\text{Weston normal à } 20^\circ} = 1,4230.$$

(1) *Bulletin du Bureau of Standards*, t. V, n° 2; 1908.

(2) *Tables de Landolt*, p. 53.

(3) *Electrician*, t. LXI, p. 321; 1908.

A la Reichsanstalt on avait obtenu

$$\frac{\text{Clark à } 0^{\circ}}{\text{Weston normal à } 20^{\circ}} = 1,4228.$$

Éléments de fabrication industrielle. — Nous avons également étudié des éléments de fabrication industrielle.

Cette étude s'est montrée très favorable à l'élément de la Weston Européen C_v à électrolyte saturé à 4° dont la force électromotrice est de $\frac{4}{10000}$ de volt plus élevée que celle de l'élément normal.

Les autres maisons de construction n'ont pas encore atteint le même degré de perfection, probablement parce qu'elles n'ont commencé que récemment à étudier la question.

Nous avons également construit des éléments avec des produits dits purs du commerce, mais ces éléments ne nous ont pas donné de résultats satisfaisants.

Il résulte de cette étude que la fabrication, en grande quantité, des éléments étalon au cadmium, faite en suivant des règles précises et minutieuses et au moyen de produits purs et bien définis, procure des séries dont on peut affirmer, à moins de $\frac{1}{10000}$ près, la concordance avec la moyenne des éléments normaux. Ces opérations doivent être faites dans un laboratoire bien outillé, et poursuivies sans interruption par des constructions systématiques, à des intervalles de temps déterminés, de séries nouvelles. Il serait imprudent, pour un laboratoire particulier, de se fier à un ou deux éléments construits séparément, et, du reste, le travail très considérable que cette construction entraîne serait hors de proportion avec le résultat que l'on veut obtenir ; la véritable marche à suivre dans ces questions consiste donc à se procurer un certain nombre d'éléments, construits par un constructeur habile et soigneux, et à les faire étalonner par un laboratoire national outillé pour ces recherches.

II. — DÉTERMINATION EN VALEUR ABSOLUE DE LA FORCE ÉLECTROMOTRICE DE L'ÉLÉMENT WESTON NORMAL.

Par valeur absolue de la force électromotrice de l'élément, nous entendons sa force électromotrice en fonction du volt international, tel qu'il a été défini au congrès de Chicago, c'est-à-dire la différence

de potentiel nécessaire pour produire un courant constant de 1 ampère (dixième de l'unité électromagnétique C. G. S.) dans une résistance de 1 ohm (résistance à 0° C. d'une colonne de mercure de section uniforme ayant 106^{cm},3 de longueur et une masse de 14^{gr},452).

Le mode opératoire, aujourd'hui classique, était donc le suivant : mesurer avec un électrodynamomètre absolu l'intensité d'un courant tel que la différence de potentiel qu'il produit aux bornes d'une résistance connue, équilibre la force électromotrice d'un élément au cadmium normal.

L'idée qui a guidé ces recherches n'était pas de réaliser, comme l'ont fait certains physiciens un appareil de dimensions et de réglages parfaitement invariables, sorte d'appareil étalon pour la mesure du courant, mais au contraire de réaliser d'une façon provisoire plusieurs types très différents d'électrodynamomètres. Nous n'avons pas du reste cherché à réaliser dans chacun de ces dispositifs un appareil à réglage immuable ; nous avons préféré recommencer ce réglage avant chacune de nos expériences, cherchant ainsi à réaliser un appareil dans lequel les écarts entre chaque opération seraient peut-être plus élevés que dans d'autres instruments, mais dans lequel nous serions à l'abri de certaines erreurs systématiques.

Le premier appareil réalisé et dont nous allons dire quelques mots est un électrodynamomètre genre lord Rayleigh. Cet appareil se compose essentiellement d'une bobine plate horizontale mobile et suspendue à un fléau de balance. Cette bobine se trouve suspendue à égale distance de deux autres bobines plates horizontales, ayant le même axe et parcourues par le même courant qu'elle. Le courant circule en sens inverse dans les deux bobines fixes qui exercent par conséquent l'une une attraction, l'autre une répulsion sur la bobine mobile, et c'est cette action qu'on équilibre avec des poids.

L'appareil est en réalité symétrique c'est-à-dire qu'à chaque extrémité du fléau de balance est suspendue une bobine mobile oscillant entre deux bobines fixes. Il est à remarquer que ce dispositif, qui a pour effet de doubler l'action à mesurer, présente un inconvénient, c'est d'ajouter aux forces qu'on veut mesurer, les composantes verticales des actions qu'exerce chaque système de bobine fixe sur la bobine mobile de l'autre système. On se rend compte facilement qu'il est possible de réaliser les connexions entre les six bobines, de telle façon que dans un cas l'action parasite s'ajoute et, dans l'autre cas,

elle se retranche de l'action à mesurer. On arrive donc à éliminer par deux expériences cette cause d'erreur.

L'électrodynamomètre a été réalisé au moyen d'une balance à amortisseur Curie construite par Gardelle et appartenant au laboratoire de physique du Conservatoire des Arts et Métiers que M. Violle avait bien voulu mettre à notre disposition. Les bobines sont enroulées sur des carcasses de bronze fabriquées par la maison Barriquand et Marre. Avant l'enroulement, le matériel de ces bobines avait été soigneusement examiné au point de vue du magnétisme possible du métal employé.

Au cours des recherches, certains doutes s'étant élevés au sujet de la pureté de certaines pièces de laiton employées dans le dispositif de support et de réglage des bobines, ces pièces ont été refaites avec du métal éprouvé au point de vue magnétique par la méthode balistique différentielle, connue quelquefois sous le nom de méthode de Maxwell. Le cadre de cette note ne nous permet pas une description complète de l'appareil (1).

Bornons-nous à dire que les bobines fixes avaient environ 17^{cm},9 de rayon moyen et portaient 18 couches de 23 spires chacune, les bobines mobiles avaient environ 9^{cm},6 de rayon moyen, et portaient 12 couches de 16 spires.

La distance entre les plans moyens des bobines fixe et mobile était d'environ 9 centimètres.

Nous signalerons également le procédé ingénieux réalisé par la maison Carpentier pour résoudre le problème assez délicat d'amener le courant aux bobines mobiles. Le courant était amené au moyen de spirales de fils de 0^{mm},02 de diamètre enroulées sur un cylindre de 0^{mm},2 de diamètre.

Calcul de la constante de l'appareil. — Plusieurs formules permettent de calculer l'attraction (ou la répulsion) qu'exercent l'un sur l'autre deux courants circulaires parallèles. Nous avons utilisé la relation indiquée par Maxwell (2) :

$$P = \frac{\pi b \sin \gamma}{\sqrt{Aa}} [2F - (1 + \sec^2 \gamma) E],$$

(1) Pour plus de détails, voir *Bulletin de la Société internationale des Electriciens*, 2^e série, t. VIII, p. 459; août-septembre-octobre 1908.

(2) *Philosophical Transactions Royal Society*, t. CLXXV; Pt. 2, 1885, p. 425; — MASCART et JOUBERT, *Traité d'électricité et de magnétisme*, t. II, p. 457.

F et E étant les intégrales elliptiques complètes de première et de seconde espèce de module $\sin \gamma$ avec :

$$\sin \gamma = \frac{2\sqrt{Aa}}{\sqrt{(A+a)^2 + b^2}},$$

P étant l'attraction exprimée en dynes exercée l'un sur l'autre par deux conducteurs circulaires et parallèles parcourus par un courant ayant pour valeur une unité électromagnétique C. G. S., A et a étant les rayons exprimés en centimètres des deux courants et b la distance en centimètres de leurs plans.

L'emploi de cette formule est du reste bien simplifié, grâce à une table dressée par lord Rayleigh (1), qui donne de $6'$ en $6'$ les valeurs de

$$\log \sin \gamma [2F - (1 + \sec^2 \gamma) E].$$

Pour passer du cas d'un courant circulaire à celui d'une bobine, nous avons utilisé successivement deux procédés de calcul.

Le premier est une formule due à Purkiss et employée jadis par lord Rayleigh et M^{rs} Sidgwick, d'où le nom de formule de lord Rayleigh qu'on lui donne souvent.

Soient n et n' les nombres de spires des deux bobines que nous supposons parcourues par le courant unité.

Désignons par $P_{0'4}$ l'action du courant circulaire unité passant par le point central o' de la bobine mobile sur le courant circulaire passant par le point 4 de la bobine supérieure, etc., l'action des deux bobines l'une sur l'autre est donnée par la formule

$$P = \frac{nn'}{6} (P_{0'4} + P_{0'2} + P_{0'3} + P_{0'4} + P_{03} + P_{06} + P_{07} + P_{08} - 2P_{00'}).$$

Un autre procédé a été indiqué par Lyle (1) : ce physicien a montré que l'action d'une bobine de n spires ayant une section rectangulaire dont les dimensions axiales et radiales sont respectivement ξ et η avec $\xi > \eta$ sur un point extérieur, était équivalente à celles de deux spires circulaires ayant pour rayon, en désignant par a le rayon moyen de la bobine,

$$a \left(1 + \frac{\eta^2}{24a^2} \right)$$

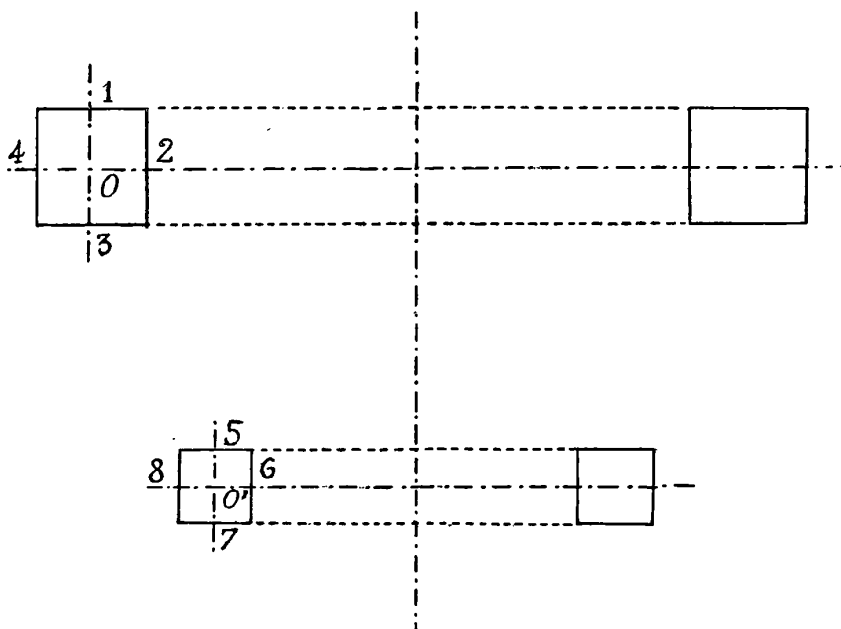
et situées de part et d'autre du plan médian à une distance β telle

(1) *Phil. Mag.*, t. III, 1902, p. 210; — *J. de Phys.*, 4^e série, t. I, p. 609, 1902.

que

$$\beta^2 = \frac{\xi^2 - \eta^2}{12}.$$

Il suffit donc de remplacer chacune des bobines par les deux spires équivalentes et de calculer par la formule de Maxwell l'action res-



pective de chacune de ces spires sur les deux spires de l'autre. En désignant ces actions par P_1, P_2, P_3, P_4 , on a pour action totale :

$$P = \frac{nn'}{4} (P_1 + P_2 + P_3 + P_4).$$

A titre d'exemple nous donnons les résultats de l'application de ces deux formules au calcul de l'action qui s'exerce, pour un courant unité, entre une des bobines fixes et une des bobines mobiles; nous donnons aussi le résultat qu'on obtiendrait en supposant ces bobines réduites à leurs cercles moyens.

Action des cercles moyens.....		5,987087 dynes
Action totale	} formule de Rayleigh..	5,987940
		} formule de Lyle.....

Il importe de remarquer que les formules employées pour passer du cas d'un cercle à celui d'une bobine ne s'appliquent pas exactement au cas d'une bobine proprement dite, c'est-à-dire au cas de n spires enroulées sur une carcasse. Toutes ces formules ont été établies pour le cas d'un courant d'intensité n circulant dans un conducteur idéal massif supposé remplir tout l'espace occupé par le fil et son isolant.

Mais le fait que l'action calculée de deux bobines ne diffère que de $\frac{2}{10\,000}$ de l'action qu'auraient exercée ces bobines concentrées sur le cercle moyen, montre que l'équivalence entre la bobine et le conducteur idéal est bien supérieure à l'approximation cherchée (1).

Le calcul exécuté successivement pour chaque groupement « bobine fixe, bobine mobile » a donné comme constante de l'appareil, c'est-à-dire comme poids à ajouter dans un des plateaux pour rétablir, après renversement du courant, l'équilibre précédemment établi :

38,8308 grammes-force,

en admettant pour g à l'endroit de la mesure :

980,951 cm : $\overline{\text{sec}^2}$.

Mesure des dimensions géométriques. — La formule précédemment établie montre que les grandeurs géométriques nécessaires au calcul de la constante étaient les hauteurs des bobines, les distances entre les plans médians de ces bobines, les diamètres moyens et extrêmes de chaque bobine.

La mesure des hauteurs ne présente aucune difficulté. Cette mesure a été effectuée au moyen d'un cathétomètre dont l'échelle a été vérifiée au Bureau international des Poids et Mesures par M. Guillaume.

La mesure des diamètres présentait plus de difficulté. On a adopté un procédé déjà employé par M. Mascart dans ses recherches sur l'ohm et qui consiste à déduire le diamètre de chaque couche de la longueur de fil enroulée sur la bobine pour constituer cette couche.

Un long banc de 30 mètres de longueur était disposé dans une galerie du Collège de France.

A l'une des extrémités de ce banc était disposé un tour pouvant recevoir les carcasses des bobines. Le tour était entraîné au moyen

(1) Voir, au sujet de cette équivalence, ROSA, *Bulletin of the Bureau of Standards*, t. II, 1906, p. 71 ; t. III, 1907, p. 132.

d'une vis sans fin commandée par un moteur électrique à vitesse réglable.

Un compteur de tours enregistrait les unités, et une aiguille devant laquelle se déplaçait un repère tracé sur le plateau du tour servait à fixer la position du commencement et de la fin du tour. A 1 mètre environ des extrémités du banc étaient enchâssées dans le bois deux plaques métalliques portant des repères.

La distance de ces repères avait été mesurée très exactement par M. Guillaume.

Du côté opposé autour se trouvait la bobine magasin qui portait le fil à enrouler et le système de poulies muni d'un frein automatique qui assurait la tension constante du fil.

Nous regrettons que le cadre de cette note ne nous permette pas de décrire ce frein fort ingénieux imaginé par M. Cartier, ingénieur de la maison J. Carpentier.

Marche d'une opération. — L'extrémité libre du fil était engagée dans l'ouverture ménagée à cet effet dans la carcasse et fixée à la borne d'extrémité.

La bobine était placée en face de l'index servant à indiquer l'origine des tours et le fil étant sous tension normale une plaquette de laiton portant une graduation en millimètres était fixée au fil. On lisait la position du repère fixe par rapport aux traits de la plaquette. Lorsque ces traits se trouvaient dans la même position vis-à-vis du second repère, la longueur de fil enroulée était de 24 mètres. A ce moment une seconde plaquette était placée et sa position déterminée par rapport au second repère.

Quand les 23 tours d'une couche étaient enroulés, la bobine était amenée en face de l'index et on relevait au moyen d'une règle graduée en millimètres la position de la plaquette par rapport à la graduation en mètres du banc. On avait ainsi la longueur de fil correspondant à la première couche, et l'opération se continuait de la même manière pour les 18 autres couches. Pendant l'opération du bobinage l'âme du fil était reliée par l'intermédiaire d'un galvanomètre sensible à une batterie de piles donnant 150 volts ; l'autre pôle de la batterie était réuni à un galet métallique sur lequel s'enroulait le fil. On pouvait ainsi s'assurer constamment que l'isolement du fil était en bon état.

Marche d'une expérience. — Le courant circulant à travers l'électrodynamomètre traversait une résistance étalonnée. L'intensité de ce courant était réglée de telle façon que la différence de potentiel aux bornes de la résistance équilibrait exactement une certaine différence de potentiel prise sur un circuit local formé par le courant d'une pile et réglée de façon à être égale à la force électromotrice de l'élément Weston à la température de l'expérience. Ce dispositif avait, sur celui qui consiste à opposer directement la force électromotrice de la pile étalon à la différence de potentiel produite par le passage du courant de mesure, l'avantage d'éviter à la pile étalon la polarisation qu'aurait pu entraîner un débit un peu considérable dû à une des variations inévitables de l'intensité du courant dans le circuit principal. La sensibilité de la méthode était telle que le réglage du courant pouvait s'effectuer à $\frac{2}{100\ 000}$ près.

L'expérience comportait huit opérations essentielles.

1° Établir l'équilibre de l'électrodynamomètre sous courant après avoir réalisé un des deux groupements dont nous avons parlé plus haut ;

2° Rétablir l'équilibre après renversement du courant ;

3°, 4° Même opération que 1° et 2°, les poids étant placés dans l'autre plateau de la balance ;

5°, 6°, 7°, 8° Mêmes opérations que 1°, 2°, 3°, 4°, mais avec l'autre groupement des bobines, de façon à éliminer les actions latérales.

Naturellement chacune de ces opérations était répétée plusieurs fois dans chaque série de mesure. Les poids marqués utilisés ont été vérifiés par rapport à un poids étalonné au Bureau des Poids et Mesures.

Après une première série préliminaire dont les résultats n'ont pas été pris en considération, il a été effectué une seconde série de neuf mesures qui a conduit aux résultats suivants pour la valeur de la force électromotrice de l'élément Weston à 16° :

	1,01900
	1,01890
	1,01868
	1,01874
	1,01886
	1,01892
	1,01898
	1,01889
	1,01886
	1,01871
Moyenne....	1,018851

pour la force électromotrice de l'élément Weston à 16°, d'où pour la force électromotrice de l'élément à 20°

1,01869.

Smith avait trouvé au National Physical Laboratory :

1,0182,

et Guthe avait trouvé pour deux séries d'éléments :

1,01847,

1,01853.

En même temps que nos recherches, avaient lieu des travaux identiques de M. Pellat d'une part et de M. Guillet d'autre part⁽¹⁾.

Leurs mesures ont été faites avec des résistances étalonnées au Laboratoire central et avec des piles étalons fournies par nous. Les résultats obtenus ont été les suivants :

Pellat	1,0184
Guillet	1,0182

La résistance qui a servi à ces mesures avait été étalonnée par la méthode du pont à fil de Mascart, Benoit et de Nerville par rapport à plusieurs ohms à mercure secondaires en verre qui avaient été comparés en 1884, aux prototypes par M. Benoit. Remplis de nouveau et comparés entre eux, ils ont présenté les mêmes différences, ce qui laisse supposer que leurs valeurs étaient restées inaltérées. Des mesures sont actuellement entreprises pour comparer nos résistances avec celles de la Reichsanstalt et du National Physical Laboratory. Il semble qu'une différence systématique existe entre nos mesures, différence qui aurait pour effet de diminuer de $\frac{1}{10\ 000}$ la différence qui existe entre nos résultats et ceux de Smith.

III. — DÉTERMINATION DE L'ÉQUIVALENT ÉLECTROCHIMIQUE DE L'ARGENT.

Ce travail était le complément indispensable des recherches précédentes. Il suffisait du reste, dans le montage réalisé pour la déter-

(1) Voir *Bulletin de la Société des Electriciens*.

mination de la force électromotrice de l'élément au cadmium en valeur absolue de substituer un voltamètre à argent à l'électrodynamomètre pour faire cette détermination.

La cathode du voltamètre employée était une capsule hémisphérique de 10 centimètres de diamètre; l'anode était une coupelle d'argent recouverte d'argent pur par électrolyse. La surface extérieure en contact avec l'électrolyte était d'environ 45 centimètres carrés. Comme l'intensité du courant ne dépassait pas 0,5 ampère, cette anode remplissait la condition indiquée par M. Leduc ⁽¹⁾ d'une densité de courant anodique de 0,02 ampère par centimètre carré.

La solution d'azotate d'argent destinée à l'électrolyse était préparée en purifiant par deux cristallisations successives faites au bain-marie de l'azotate d'argent chimiquement pur du commerce.

Les cristaux égouttés avec soin étaient dissous dans six fois leur poids d'eau distillée; la solution filtrée était prête à servir.

Cette solution, préparée immédiatement avant l'expérience, n'était utilisée qu'une fois et était soigneusement mise à l'abri de la lumière pendant l'électrolyse.

Pour éviter pendant cette opération les impuretés de l'anode de tomber sur la cathode, on intercalait entre les deux un diaphragme constitué par un papier à filtre replié en forme de poche. Ce papier était le modèle n° 595 de la maison Schleicher et Schüll vendu comme exemple de chlore. On a utilisé de l'azotate d'argent provenant des deux maisons différentes de produits chimiques.

Deux voltamètres identiques étaient placés côte à côte, le simple jeu d'un basculeur permettant de mettre alternativement l'un et l'autre en circuit. L'un d'eux servait au réglage du courant, l'autre à la mesure.

Un excellent chronomètre prêté par le service hydrographique de la Marine nationale servait à la mesure du temps: l'opération durait environ quatre heures, et pendant ce temps le courant était maintenu constant à moins de $\frac{1}{40\,000}$ près. La masse du dépôt était d'environ 8 grammes. A la fin de l'opération, l'électrolyte était soigneusement siphonné. Le dépôt était lavé avec précaution de façon à éviter l'entraînement de parcelles d'argent. Ces lavages étaient prolongés jusqu'à ce que l'eau de lavage ne donnât plus le moindre louche par

(1) A. LEDUC, *J. de Phys.*, 4^e série, t. I, p. 561; 1902.

l'addition d'une solution neutre de NaCl. La capsule préalablement tarée était desséchée pendant une heure dans une étuve à 160°, puis pesée.

Cette capsule servait alors d'anode dans une opération électrolytique ayant pour but de recouvrir d'argent pur la capsule d'argent. Le reste du dépôt était dissous par l'acide azotique concentré. Puis la capsule, nettoyée avec une lessive de soude, de l'alcool et de l'eau était desséchée, tarée et prête pour une nouvelle opération.

Six mesures ont ainsi été effectuées qui ont donné les résultats suivants :

Equivalent électrochimique de l'argent.

	millig : coulomb
	1,11820
	1,11823
	1,11811
	1,11821
	1,11826
	1,11824
Moyenne...	1,11821

Ce nombre semble en parfait accord avec ceux trouvés par d'autres expérimentateurs, en particulier par Smith et Mather ⁽¹⁾ au National Physical Laboratory et par Jaeger et von Steinwehr ⁽²⁾ à la Reichanstalt.

En réalité, cette concordance n'est qu'apparente, car, tandis que dans nos recherches, cette valeur pour l'équivalent de l'argent était obtenue en prenant 1,01869 pour force électromotrice de l'élément Weston normal à 20°, les expérimentateurs cités arrivaient au même résultat pour l'équivalent de l'argent avec 1,0182 pour force électromotrice du Weston normal. On trouvera dans notre travail : *Histoire et état actuel de la question des Unités électriques*, une discussion approfondie sur ce point.

(1) SMITH et MATHER, *Transactions of the Royal Society of London*, série A, vol. CCVII, p. 545 ; 1908.

(2) JAEGER et VON STEINWEHR, *Zeitschrift für Instrumenten Kunde*, novembre et décembre 1908.

**LES LOIS DU DÉPLACEMENT DE L'ÉQUILIBRE
ET LE PRINCIPE DE LE CHATELIER⁽¹⁾;**

Par M. C. RAVEAU.

1. Les lois du déplacement de l'équilibre sont des conséquences du principe de Carnot. On pourrait les exprimer par des formules mathématiques. L'emploi du langage ordinaire, qui a contribué beaucoup à les vulgariser, risque de ne pas toujours présenter une clarté ou une précision absolues. A un élève qui ignore les démonstrations, on est obligé de commenter les termes de l'énoncé, dont la signification n'apparaît nettement que sur des exemples.

Nous éviterons ces écueils en renversant l'exposition. Nous noterons sur les transformations les mieux connues certaines particularités, dont il nous suffira d'affirmer la généralité pour énoncer les lois. Supprimant ainsi toute obscurité au début, nous aurons également l'avantage, comme on le verra, de nous faire sur la question des idées aussi précises que celles qui pourraient résulter d'une étude thermodynamique.

Ceci nous permettra de reconnaître en particulier que le principe de Le Chatelier, s'il est une expression parfaitement complète et correcte des lois du déplacement de l'équilibre, n'en est pas cependant la forme unique et indispensable. Il existe d'autres formes équivalentes, quoique bien différentes au premier abord.

Ainsi : découverte des lois du déplacement de l'équilibre par examen de propriétés bien connues ; constatation de ce qu'il y a d'essentiel dans les faits ; expressions variées de ces lois ; tel est le plan de la présente communication, où je me place uniquement au point de vue élémentaire et, je l'espère, pédagogique.

Nous distinguerons deux cas du déplacement de l'équilibre : les transformations ⁽²⁾ à température constante, avec variation de volume et (en général) de pression, les transformations à pression constante avec échanges de chaleur et (en général) variations de température.

⁽¹⁾ Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 19 mars 1909.

⁽²⁾ Par transformation, nous entendons tout passage d'un état quelconque à un autre.

2. **Température constante.** — Examinons l'isotherme d'un *fluide* présentant une *tension de vapeur* définie, isotherme que nous supposons tracée dans le plan des pv , $ABcC$ D (*fig. 1*).

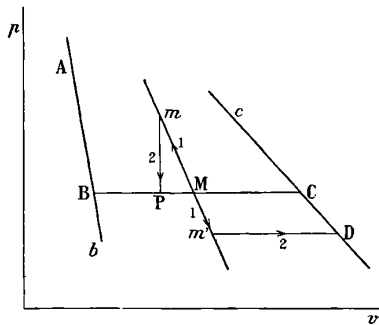


FIG. 1.

PREMIÈRE REMARQUE. — Si, partant par exemple du liquide comprimé en A, on augmente progressivement le volume qui lui est offert, il arrive un moment où, en B, *l'isotherme se bifurque*. En continuant à augmenter le volume, on peut réaliser, à température constante, deux séries d'états, les uns *stables* et hétérogènes suivant BC; les autres *moins stables* et homogènes en B*b*, constitués par un liquide soumis à une pression inférieure à la tension maxima.

Même bifurcation quand on se déplace à partir de D, jusqu'au delà de C.

DEUXIÈME REMARQUE. — Bifurcation et différence de stabilité entre les deux voies qui s'offrent équivalent à dire ceci: d'un état stable B il est possible de passer à un état également stable sur BC de deux façons: ou bien par une succession d'états stables suivant BC, ou bien *en deux temps*, d'abord par une transformation moins stable B*b*, puis par une transformation irréversible. De même à partir de C.

TROISIÈME REMARQUE. — Cette notion de transformation en deux temps peut s'étendre à tout point M de BC considéré comme point de départ.

M est le point figuratif d'un système constitué par des masses de vapeur et de liquide respectivement proportionnelles à MB et MC. A partir de M, on peut imaginer une transformation qui, comme B*b* et C*c*, ne soit accompagnée d'aucun changement d'état. Il suffira pour cela de séparer les deux fluides et de leur faire subir la même

variation de pression isotherme (1), c'est-à-dire de faire prendre à l'unité de masse de chacun d'eux des états représentés respectivement par les deux points de l'isotherme situés sur une parallèle à l'axe des v . Le point figuratif du système divisera le segment de cette parallèle, compris entre Ab et cD , dans le rapport $\frac{MC}{MB}$. Il aura pour lieu les deux parties Mm , Mm' d'une même courbe. De chacun des points de mm' on pourra revenir à un point de BC , ou même de AB et CD , par voie isotherme irréversible.

En résumé : une transformation isotherme, conduisant d'un état stable à un état également stable par variation de la masse du liquide et de la vapeur, peut toujours être remplacée par une transformation en deux temps, dans le premier temps de laquelle on entrave artificiellement toute *modification intérieure*.

Examinons maintenant deux cas particuliers de second temps.

a) Le second temps est à *volume constant* mP .

Il est évident que, dans ce second temps, la variation de pression mP est de *signe contraire* à celui de la variation dans le premier temps Mm . C'est le principe de Le Chatelier : Tout système en équilibre stable soumis à l'action d'une cause extérieure qui tend (2) à faire varier sa pression (à température constante) ne peut éprouver (3) que des modifications intérieures qui, si elles se produisaient seules (4), amèneraient un changement de pression de signe contraire à celui résultant de la cause extérieure (énoncé primitif, 1884).

C'est encore ce que nous écrivons, en attribuant les indices 1 et 2 aux deux temps :

$$(I) \quad (T = C^e, \quad dv_2 = 0) \quad dp_1 dp_2 < 0.$$

b) Le second temps est à *pression constante* $m'D$.

Ici les propriétés particulières de systèmes univariants entraînent cette conséquence qu'une variation infiniment petite du volume ou de la pression dans le premier temps détermine une variation fi-

(1) Par exemple en introduisant, entre le liquide et la vapeur, enfermés dans un même corps de pompe, un piston libre qui séparera les fluides en transmettant les pressions.

(2) Cette tendance n'est pas suivie d'effet dans les systèmes univariants.

(3) Ceci veut dire que ces modifications sont seules possibles, mais qu'elles ne se produisent pas nécessairement.

(4) Le mot *seul*, dont le sens n'a pas toujours été compris, veut dire : en dehors de l'action de la cause extérieure. Ici c'est à volume constant,

nie v_2 dans le second temps. Mais l'essentiel est pour nous que ces deux variations, suivant Mm' et $m'D$ soient de même signe, ce que nous écrirons :

$$(II) \quad (T = C^e, \quad dp_2 = 0) \quad dv_1 \Delta v_2 > 0.$$

Nous donnerons plus bas (§ 4a) la traduction en langage ordinaire de ces formules.

3. Ces deux inégalités, nous allons les retrouver dans un ordre inverse, sur un autre exemple. Soit une *dissolution saline* en présence de sa *vapeur* du dissolvant. Rappelons qu'à température constante la tension de vapeur est fonction *décroissante* de la concentration. Soit M (fig. 2), le point figuratif d'un état stable du système solution-vapeur. Nous pourrions, comme précédemment, imaginer à partir de ce point M une transformation sans modification intérieure : nous séparerons encore les deux fluides par un diaphragme qui laisse la pression se transmettre et nous augmenterons la pression. Le volume diminuera pour chacun des deux fluides, et le point figuratif se déplacera vers m . Ce sera le premier temps.

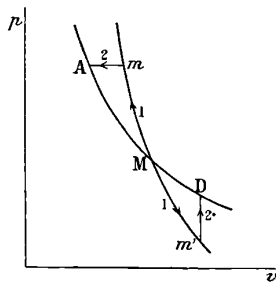


FIG. 2.

Nous laisserons ensuite la transformation intérieure s'accomplir en rétablissant le contact entre les deux fluides et attendant que l'équilibre stable soit atteint.

δ' Dans ce second temps, maintenons la pression constante. Comment va varier le volume ?

La pression dans l'état final A étant plus grande qu'en M, l'équilibre stable ne peut s'établir qu'à la condition que la solution soit plus diluée en A qu'en M et m . Comparons les deux états m et A. La

température et la pression sont les mêmes, la vapeur est donc dans le même état. De m en A , il y a eu dilution, c'est-à-dire condensation d'une certaine quantité de vapeur. Cette modification intérieure ne peut avoir pour effet que de diminuer le volume, qui avait déjà diminué entre M et m dans le premier temps. Donc comme précédemment :

$$(II\ bis) \quad (T = C^{te}, \quad dp_2 = 0) \quad dv_1 dv_2 > 0.$$

Les deux courbes figuratives des transformations avec ou sans modification intérieure ont bien la position relative que nous avons représentée.

a') Par suite, si nous imaginons les deux temps Mm' , $m'D$, dont le second est à *volume* constant, nous aurons comme plus haut :

$$(I) \quad (T = C^{te}, \quad dv_2 = 0) \quad dp_1 dp_2 < 0.$$

4. Comme on le voit, la question du déplacement isotherme de l'équilibre est simplement celle de la *comparaison des isothermes* avec ou sans modification intérieure. Cette comparaison est limitée au voisinage d'un point commun M ; c'est donc en réalité celle des inclinaisons des deux courbes sur les axes ou celle des valeurs de la compressibilité. Nous constatons sur les exemples traités et nous affirmons que d'une façon générale :

A partir d'un état stable, la *compressibilité isotherme* est plus grande quand une modification intérieure s'accomplit que quand elle ne s'accomplit pas.

Tel est l'énoncé, contenant ce qu'il y a d'essentiel dans les faits, et aussi précis qu'une formule mathématique, auquel nous voulions arriver ⁽¹⁾. J'espère qu'il pourra être utile aux professeurs et leur fournira une base solide, sans qu'ils aient besoin de se reporter à une démonstration.

On observera que l'on pourrait dire : A partir d'un état stable, l'isotherme sans modification intérieure est plus inclinée sur l'axe des v que l'isotherme des états stables. A titre au moins mnémonique, on peut remarquer que ceci est évident sur l'isotherme de la *fig. 1*, puisque l'isotherme stable BC est parallèle à l'axe des v .

(1) La raison thermodynamique est d'ailleurs évidente. Le cycle $Mm'D$ ne peut être décrit que dans un sens (celui qu'indiquent les flèches) puisque $m'D$ est irréversible. Il doit donc se solder par une absorption de travail, puisqu'il est isotherme. Ceci entraîne la position relative de MD et Mm .

4 a. Traduisons par un énoncé en langage vulgaire l'inégalité (II).

Au lieu d'effectuer cette traduction directe, il semble préférable de parler de la variation *totale* du volume dans la transformation qui conduit d'un état stable à l'autre. Cette variation est de même signe que dv_1 et dv_2 , dont elle est la somme. Par suite :

Dans une transformation stable isotherme, la variation de volume due à la modification intérieure seule est de même signe que la variation totale.

Cet énoncé me paraît convenir à l'enseignement élémentaire et il me semble qu'il serait facile de le faire accepter comme évident par un élève qui entendrait parler de la question pour la première fois.

5. **Pression constante.** — Au point où nous en sommes, on peut traiter très brièvement la seconde loi du déplacement de l'équilibre.

Nous sommes évidemment préparés à admettre les inégalités analogues à celles que nous connaissons déjà :

$$\begin{aligned} (p = C^{\text{te}}, \quad dQ_2 = 0) \quad dT_1 dT_2 < 0 \text{ (1)}. \\ (p = C^{\text{te}}, \quad dT_2 = 0) \quad dQ_1 dQ_2 > 0. \end{aligned}$$

Précisons sur un exemple : une solution saturée étant en présence d'un excès de sel, on sépare le solide et le liquide et on fait varier la température, puis on rétablit le contact. Dans un second temps, la solution se met en équilibre avec le sel. Ce second temps peut être adiabatique (I) comme dans un calorimètre ordinaire, ou isotherme (II) si l'on emploie un bain-marie ou un calorimètre à glace.

L'affirmation générale est celle-ci : *A pression constante, la capacité calorifique est plus grande quand une modification intérieure s'accomplit que quand elle ne s'accomplit pas (2).*

On pourra se souvenir de cette loi en se rappelant que, dans une

1) Toutes les inégalités que nous avons écrites sont des cas particuliers de la relation générale que j'ai démontrée :

$$(dp_1 + dp_2) dv_2 - dv_1 dp_2 + (dT_1 + dT_2) dS_2 - dS_1 dT_2 \leq 0.$$

Stabilité et déplacement de l'équilibre, Comptes rendus, 22 mars 1909, p. 769.

(2) Le théorème de Van't Hoff : Tout équilibre stable se déplace par abaissement de température vers le système dont la formation dégage de la chaleur, se traduirait dans nos notations par :

$$(p = C^{\text{te}}, \quad dT_2 = 0) \quad dT_1 dQ_2 < 0.$$

dQ_2 est la chaleur dégagée à température constante dans la modification intérieure. Cette inégalité se distingue de celles du texte par la présence de deux quantités de nature différente dT et dQ .

transformation telle que la vaporisation à pression constante, la capacité calorifique est infinie, puisque la transformation absorbe de la chaleur, sans qu'il y ait variation de température.

5 a. On pourra dire encore :

Dans une transformation stable à pression constante, la quantité de chaleur mise en jeu par la modification intérieure seule est de même signe que pour la transformation totale (1).

6. Les inégalités (II) et les énoncés correspondants nous fournissent la forme, bien différente en apparence du principe de Le Chatelier, dont nous avons parlé au début. Elle n'est pas absolument nouvelle, mais elle est assez peu connue pour qu'il y ait lieu de rappeler que M. Le Chatelier lui-même, dans un mémoire en collaboration avec M. Mouret (*Revue générale des Sciences*, 1891) a indiqué un énoncé presque identique à ceux qui précèdent (2). On voit d'ailleurs qu'il ne s'agit que d'un changement dans les variables que l'on choisit pour exprimer les lois du déplacement de l'équilibre. On pourrait faire encore d'autres choix, par exemple celui auquel s'est arrêté M. Le Chatelier dans ses récentes *Leçons sur le Carbone, la Combustion, les Lois chimiques* professées à la Faculté des Sciences (3). Celui auquel j'ai donné la préférence ici en 4 a et 5 a me semble présenter l'avantage de ne faire intervenir chaque fois que deux quantités de même nature : deux variations de volume ou deux quantités de chaleur.

Si simple que soit ce changement de variables, il n'en a pas moins pour effet de donner aux lois du déplacement de l'équilibre un aspect assez nouveau, puisqu'on y voit disparaître ce qu'on a considéré trop souvent comme absolument essentiel et comme l'expression d'une loi générale de contrariété. Il est certain que les personnes qui ne connaissent que la première forme que M. Le Chatelier a

(1) Il faut se garder d'appliquer les lois du déplacement de l'équilibre en dehors des cas que nous venons d'examiner, et en particulier à des transformations sous *volume* constant. On sait en effet que, dans un tube de Natterer, une même variation de température peut, suivant les cas, produire une condensation ou une vaporisation.

(2) M. Gouy, dans un mémoire sur *l'énergie utilisable* (*J. de Phys.*, 1888, a traité aussi la question avec autant d'élégance que de rigueur.

(3) On voit combien il serait injuste de reprocher à M. Le Chatelier de s'être arrêté uniquement à la forme primitive de son énoncé et de le rendre responsable de l'abus qu'on en a fait

donnée aux lois du déplacement de l'équilibre ont une tendance à croire que toute transformation spontanée s'oppose à la continuation des actions qui l'ont provoquée, et qu'elles vont jusqu'à attribuer à la Nature une mauvaise volonté systématique à notre égard. Il est temps de réhabiliter la Nature. Si elle contrarie certaines tendances, elle favorise les tendances opposées. Il est certain que celui qui a pour but de réaliser une pression très élevée en exerçant du travail sur un gaz¹ devra éviter de s'adresser à un gaz facile à liquéfier, mais nous sommes bien heureux qu'il y ait des gaz liquéfiables, ne serait-ce que pour pouvoir les enfermer sous un petit volume avec moins de risques d'explosion. De même, si on se propose d'atteindre une température élevée, il ne faudra pas s'adresser à des systèmes dont les modifications intérieures augmenteraient inutilement la capacité calorifique. Mais, si nous voulons emmagasiner de la chaleur, nous pourrons, comme on avait commencé à le faire en vue du chauffage des trains, utiliser les phénomènes de sursaturation et le dégagement de chaleur qu'ils peuvent produire à volonté.

Il est également exagéré de dire que, dans la nature, tout est bon ou tout est mauvais, il suffit de se rappeler que toute médaille a son revers.

POLES ET MASSES MAGNÉTIQUES POLAIRES DANS LES AIMANTS LONGS ;

Par M. E. SALMON.

Exposé de la méthode. — Soit l'axe vertical AB d'un aimant agissant sur une petite aiguille aimantée horizontale dont le centre est sur l'axe de l'aimant ; cette aiguille, très courte, est supposée assez près de l'extrémité de l'aimant pour que l'action seule du pôle voisin soit efficace, condition d'autant mieux remplie que l'aimant sera plus long.

L'aiguille est alors soumise à deux forces égales dont la valeur est donnée par la loi de Coulomb :

$$F = \frac{\mu \cdot \mu'}{b^2}.$$

La projection horizontale de cette force est :

$$\varphi = \frac{\mu\mu'}{b^2} \sin \alpha,$$

ou, en remarquant que r et b diffèrent très peu :

$$\varphi = \frac{\mu\mu'}{r^2} \frac{l}{2}.$$

L'aiguille, de longueur l , est donc sollicitée par une force horizontale f :

$$f = 2\varphi = \frac{\mu m}{r^3};$$

m est le moment magnétique de l'aiguille ab , β la masse magnétique polaire de l'aimant, r la distance du pôle de l'aimant à l'axe de l'aiguille.

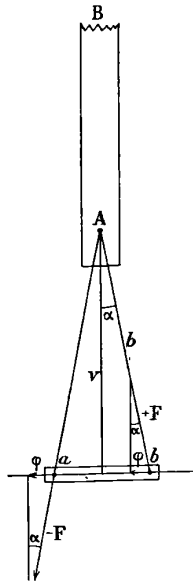


FIG. 1.

La formule qui vient d'être obtenue n'est pas rigoureusement exacte, mais on peut se placer dans des conditions telles que la différence entre la valeur vraie de la force et la valeur donnée par la formule soit au-dessous des erreurs d'expérience.

Si l'on plaçait l'aiguille dans une position quelconque, il est évident que l'on ne saurait pas si la formule est applicable, et il semble qu'il y ait là une difficulté très grande. Il n'en est rien cependant, car on est guidé d'une façon certaine par la loi de Coulomb.

En effet, dans toute région de la ligne AB où la loi de Coulomb est vérifiée, la formule (1) est applicable.

En résumé, l'aiguille doit être très courte et les mesures doivent se faire dans une région, sur l'axe de l'aimant, où la loi de Coulomb est vérifiée. Par conséquent, une expérience comportera toujours une vérification de la loi de Coulomb.

Cette vérification se fait de la façon suivante :

On donne à l'aimant une position quelconque sur la verticale qui passe par le centre de l'aiguille ab , et l'on mesure la force f_1 par un procédé qui sera indiqué plus loin ; on éloigne ensuite l'extrémité de l'aimant d'une longueur d_1 et on mesure la nouvelle force f_2 ; on donne un nouveau déplacement d_1 , on mesure f_3 etc., on déduit facilement :

$$(2) \quad \frac{d_1}{r} = \sqrt[3]{\frac{f_1}{f_2}} - 1,$$

et par suite on a :

$$\sqrt[3]{\frac{f_1}{f_2}} - 1 = \frac{1}{2} \left(\sqrt[3]{\frac{f_1}{f_2}} - 1 \right) \dots, \text{ etc.} = A.$$

Ces égalités ne seront satisfaites que si la loi de Coulomb peut être appliquée, puisqu'elles en sont une conséquence. Donc, dans toute région où cette vérification aura été faite, la formule (1) est applicable,

Il est facile de voir, maintenant, comment on peut déterminer :

- 1° La distance d'un pôle à l'extrémité voisine de l'aimant ;
- 2° La composante horizontale terrestre ;
- 3° La masse magnétique polaire β .

Détermination de la distance d'un pôle à l'extrémité de l'aimant.

— On se sert de la relation (2).

On mesure le déplacement de l'extrémité de l'aimant d_1 , les forces f_1 et f_2 qu'exerce l'aimant sur l'aiguille, et l'on a r par la formule (2).

La distance du pôle à l'extrémité de l'aimant est :

$$\alpha_1 = r - \rho.$$

ρ , distance de l'aiguille à l'extrémité de l'aimant.

Détermination de H. — En multipliant la formule (1) par $\lambda H'$, on obtient :

$$(3) \quad H = \sqrt{\frac{MH \cdot mH}{r^2 \lambda f}}.$$

Détermination de μ . — On obtient μ par la formule (4).

Toutes les grandeurs qui entrent dans les formules (1), (2) et (3) se mesurent avec précision.

Mesure de d_1 . — L'aimant, libre dans un tube de verre, est suspendu à la vis d'un sphéromètre. Une pièce montée sur billes permet de déplacer l'aimant, sans rotation, sur une verticale. L'erreur absolue est $\frac{1}{1\,000}$ de millimètre et l'erreur relative la plus grande $\frac{1}{5\,000}$.

Mesure de ρ . — La mesure se fait au cathétomètre, qui donne le $\frac{1}{50}$ de millimètre.

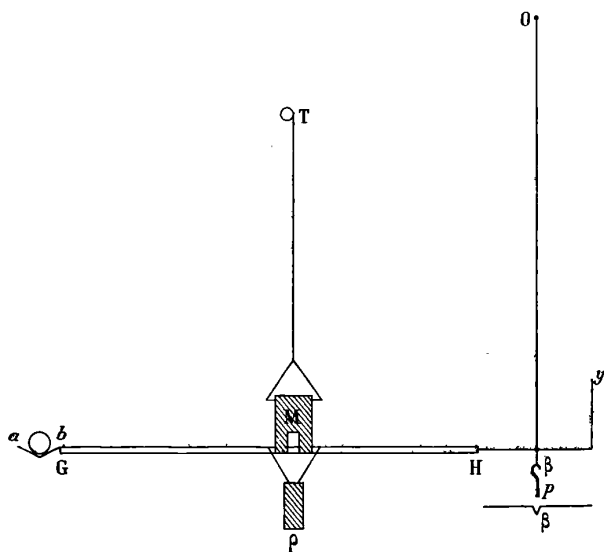


FIG. 2.

Mesure de f . — Les forces très petites mises en jeu n'ont pu être mesurées qu'à l'aide d'une méthode nouvelle, très sensible, et permettant d'avoir la fixité du zéro. L'aiguille ab était placée, sur un

étrier en fil de cuivre, à l'extrémité G d'une paille rigide. A l'extrémité H est fixé un fil de cuivre muni d'une encoche β et recourbé verticalement suivant γ ; γ porte un petit rectangle en papier sur lequel sont tracés deux traits noirs très rapprochés.

La tige GH est engagée dans une plaque métallique doublée M qui laisse un vide par lequel on peut voir un trait noir, milieu de $a\beta$. La plaque métallique M est suspendue à un paquet de fils de cocon qui peuvent donner une légère torsion nécessaire pour orienter la tige GH et qui sont tendus par une masse P suspendue à GH.

Pour équilibrer la force f qui s'exerce suivant l'axe de ab , normalement à GH, j'ai disposé un fil de cocon très fin $o\beta$ qui soutient une petite masse p et qui s'applique sur l'encoche β .

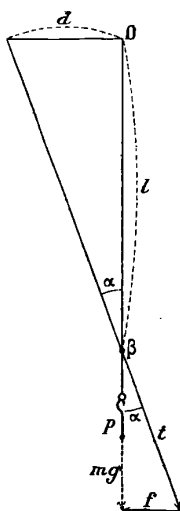


FIG. 3.

Supposons qu'aucune force ne s'exerce sur ab et qu'il y ait contact du fil de cocon avec le fil de cuivre, sur β ; dès qu'une force f agit sur ab , la tige GH tourne, et le fil de cocon est dévié de la verticale.

On déplace alors le point o jusqu'à ce que les traits noirs, visés dans une lunette fixe, reprennent leur position primitive. Alors le poids de la masse p et la force f ont pour résultante la tension t du

fil, et l'on peut écrire :

$$f = mg \operatorname{tang} \alpha,$$

$$f = mg \cdot \frac{d}{l};$$

m peut être mesuré, à la balance, avec une erreur absolue de $\frac{1}{50}$ de milligramme ; la mesure de d , qui dépasse rarement 2 centimètres, doit se faire avec une très petite erreur absolue. Pour effectuer cette mesure, je me suis servi d'un palmer donnant le $\frac{1}{100}$ de millimètre et même le $\frac{1}{200}$ de millimètre, car on peut apprécier, à la loupe, une

demi-division. J'ai enlevé la vis antagoniste du palmer, et j'ai fait passer, à la place, une tige de verre AB dont l'extrémité A venait s'appuyer sur la vis de l'instrument et l'extrémité B sur un ressort R.

Le fil de cocon était fixé en o , à l'extrémité A de la tige AB ; un dispositif très simple empêchait la tige AB de tourner autour de son axe pendant la rotation de la vis. Par cette disposition, d était connu avec une erreur absolue de $\frac{1}{100}$ de millimètre.

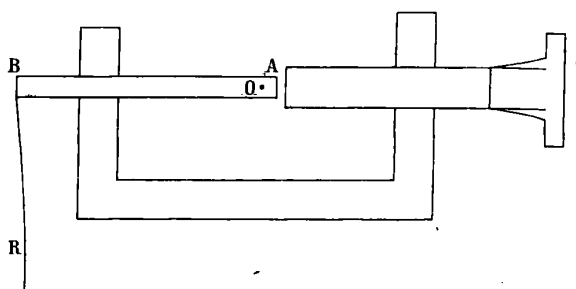


FIG. 4.

La mesure de l , qui a environ 72 centimètres de longueur, est beaucoup plus facile, car on peut commettre une erreur absolue de 1 millimètre.

Le fil de cocon se terminait par une boucle à laquelle on pouvait accrocher la masse p ; il portait, un peu au-dessus de la boucle, une marque que l'on amenait sur l'encoche β en soulevant ou abaissant la tige GH suspendue à un treuil T. Pour mesurer l , on enlève la masse p ; on retire, avec le fil de cocon, la tige de verre, dont l'ex-

trémité B est ensuite engagée dans un support. On suspend de nouveau la masse p , et l'on mesure, avec une règle divisée en demi-millimètres, la distance de la marque à la tige de verre. On a ainsi l avec une erreur absolue de $\frac{1}{2}$ millimètre et une erreur relative de $\frac{1}{1400}$ environ.

Le dispositif que je viens de décrire offre le grand avantage d'une remarquable fixité du zéro ; on peut en effet retourner l'aiguille ab bout pour bout, et cela est nécessaire dans l'étude successive des deux pôles, et l'on constate que l'image des traits γ vient encore encadrer le fil du réticule du viseur. On peut aussi, avec la plus grande facilité, changer les masses p qui tendent le fil de cocon et faire varier la sensibilité. On peut, par suite, régler l'appareil de telle sorte que l'action du second pôle soit négligeable.

Pour cela, on met l'appareil au zéro, puis on place le second pôle de l'aimant aux positions extrêmes qu'il occupera dans les expériences. Si l'image des traits γ s'écarte du réticule, on met une masse p plus grande de façon à ce que le déplacement n'ait plus lieu. Enfin, un exemple va permettre de se faire une idée de la précision sur les mesures de f .

Dans une expérience, parmi les moins précises, on lit, sans l'aimant, la division 2 500 sur le palmer ; l'aimant développe une force f , et l'on est obligé, pour ramener l'image des traits γ sur le réticule, de tourner la vis et on lit la division 2 086. Le déplacement d est donc $0^{\text{cm}},414$ avec une erreur relative de $\frac{1}{400}$ environ. La masse m est mesurée avec une erreur absolue de $\frac{1}{50}$ de milligramme et une erreur relative de $\frac{1}{1500}$ environ. Enfin l est évaluée avec une erreur absolue de 1 millimètre et une erreur relative de $\frac{1}{1400}$.

Par conséquent l'erreur relative commise sur f est $\frac{1}{300}$ environ.

En faisant le calcul, on trouve :

$$f = 0,177.$$

La force ainsi mesurée est égale à f , parce que la tige AH est suspendue en un point qui est le milieu de la distance qui sépare

l'axe ab de l'encoche β , milieu déterminé à la machine à diviser et marqué. Il est inutile d'insister sur la mesure de MH et de mH , qui se fait par la méthode des oscillations dans le champ terrestre.

Toutes les mesures directes étant effectuées, les formules font connaître r , α , λ , H et μ .

Les relations des expériences qui ont été faites dans des conditions très variées montreront quelle est la précision des résultats. Il ne me reste plus qu'à faire la description de l'appareil et à exposer la marche d'une expérience.

Description de l'appareil. — La paille rigide et légère GH qui soutient l'aiguille ab est placée dans une cage en bois fermée par des

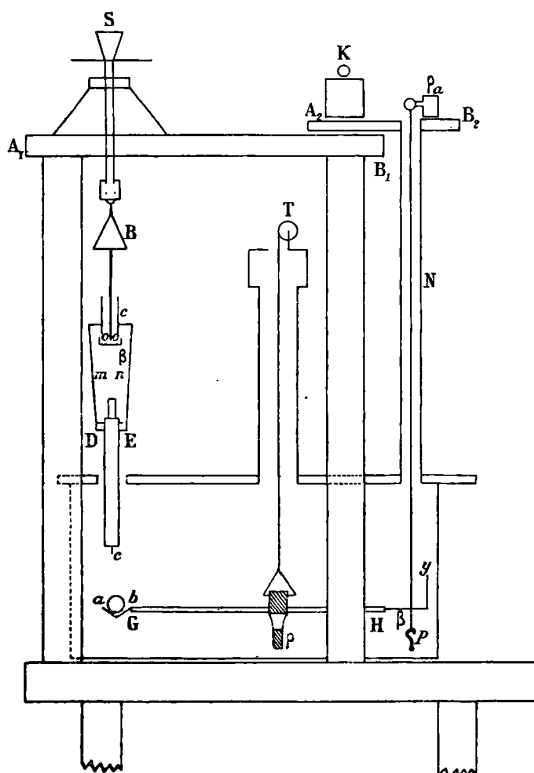


FIG. 5.

glaces mobiles, de telle sorte que l'on peut, sans difficultés, manipuler dans l'intérieur de la cage. La partie supérieure de la cage est

formée par une planche qui glisse dans une rainure, ce qui facilite le réglage et porte un tube en verre coiffé d'une garniture métallique de Coulomb. Sur le treuil de cette garniture métallique s'enroule le paquet de fils de cocon auquel est accrochée la plaque métallique dans laquelle est engagée la tige GH. Cette même planche, qui forme la partie supérieure de la cage porte deux ouvertures ; par l'ouverture (1), on fait pénétrer l'aimant, et par l'ouverture (2) passe le fil de cocon qui soutient la masse p . La cage est logée entre les pieds d'un lourd escabeau dont la table A_1B_1 soutient le sphéromètre S. Cette table est percée d'une rainure par laquelle passent les organes qui supportent l'aimant logé dans le tube de verre et dont l'axe correspond à la pointe e d'un fil de cuivre. Sur la planche A_1B_1 est appliquée une pièce de bois A_2B_2 trouée à laquelle est fixé le palmer. Le fil de cocon qui soutient la masse p est protégé contre les courants d'air par un tube en laiton N qui s'appuie sur la partie supérieure de la cage. Par cette disposition, la manœuvre du sphéromètre et du palmer n'ébranle pas la cage qui est indépendante ; à droite de l'appareil, un viseur donne des traits γ une image que l'on met en encadrement sur le fil du réticule du viseur. L'objectif de ce viseur est à court foyer afin que l'on puisse, à la fois, viser dans la lunette et manier le palmer. Enfin, détail secondaire, on a placé sous le fil de cuivre γ des bouchons en liège, superposés dont le dernier porte deux tiges verticales en cuivre qui limitent la course de la tige GH. Lorsqu'on retourne l'aiguille bout pour bout, la tige GH s'incline, et le fil de cuivre vient s'appuyer sur le bouchon.

Réglage de l'appareil. — Les conditions à réaliser sont très simples :

1° L'axe ab de l'aiguille doit être horizontal et placé à peu près dans le méridien magnétique, sans que ce dernier point, qui facilite le réglage, soit absolument nécessaire ;

2° Le fil vertical de cocon qui soutient la masse e doit être exactement sur l'encoche β et s'appuyer légèrement sur le fil de cuivre ;

3° Le pôle de l'aimant doit se déplacer sur la verticale qui passe par le centre de l'aiguille ab , lorsque l'image des traits γ encadre le fil du réticule du viseur, dans la position initiale.

Ces conditions sont réalisées de la façon suivante :

1° On dispose la cage de telle sorte que son plan de symétrie soit sensiblement perpendiculaire au méridien magnétique ; on suspend l'aiguille GH au paquet de fils de cocons, on place sur l'étrier G un

petit barreau de cuivre de même masse que l'aiguille ab , et l'on rend GH horizontale avec des contrepoids. On tourne ensuite la garniture métallique du treuil T pour amener GH dans le plan de symétrie de la cage. On remplace alors le barreau de cuivre par l'aiguille ab dont l'axe est dans le méridien magnétique ;

2° On met en position l'escabeau sur lequel on place la planche A_2B_2 , qui porte le palmer en faisant passer, dans le tube en laiton N , le fil de cocon guidé par une masse quelconque. On déplace la planche de telle sorte que le fil de cocon vienne sur l'encoche β , en maintenant la vis du palmer parallèle à l'axe ab de l'aiguille, et on fixe cette planche A_2B_2 avec une masse pesante K . On substitue ensuite la masse p à la masse de réglage et, en déplaçant légèrement la planche, on amène exactement le fil de cocon sur l'encoche β . On met enfin le fil de cuivre β sur la marque du fil de cocon, en agissant sur la tige GH , avec le treuil ;

3° On place le sphéromètre sur l'escabeau, on y accroche la pièce à billes et le tube en verre où se trouvera l'aimant. Le sphéromètre étant vissé à fond, le tube en verre est dans la position la plus rapprochée de l'axe ab , position que l'on peut faire varier avec la longueur des fils m , n . En déplaçant le sphéromètre sur l'escabeau et en se servant du cathétomètre, on amène le fil de cuivre c sur la verticale qui passe par le centre de l'aiguille ab . On tourne ensuite la vis du sphéromètre pour placer le tube dans sa position extrême, et l'on s'assure que le fil de cuivre p est encore sur la verticale qui passe par le centre de ab . L'appareil est ainsi réglé.

Marche des expériences. — L'appareil étant réglé, on amène, en déplaçant le viseur, l'image des traits γ à se faire sur le réticule et on lit la division du palmer qui représente le zéro. On tourne ensuite le palmer d'une division et l'on s'assure que l'image des traits γ ne coïncide plus avec le réticule ; on est alors certain que le déplacement du point o s'apprécie avec une erreur absolue de $\frac{1}{100}$ de millimètre. On ramène le palmer au zéro et, pour rechercher si le second pôle n'intervient pas, on renverse l'aimant, le premier pôle étant le plus éloigné, et l'on donne au second pôle les positions extrêmes qu'il occupera dans le courant de l'expérience ; l'image des traits γ doit rester sur le réticule. S'il n'en est pas ainsi, on remplace la masse p par une masse plus grande, de telle sorte que le résultat indiqué soit obtenu.

On introduit ensuite l'aimant dans le tube en verre, le premier pôle étant le plus rapproché de ab , et l'on s'assure que la visée du fil de cuivre c n'est pas troublée dans le cathétomètre ; la tige GH se déplace ; on tourne la vis du palmer pour ramener l'image des traits γ sur le réticule, et on fait une deuxième lecture. On tourne ensuite la vis du sphéromètre pour déplacer le pôle de l'aimant d'une longueur de $0^{\text{cm}},5$ ou 1 centimètre ; on observe un nouvel écart de GH , que l'on ramène dans sa position d'équilibre en tournant la vis du palmer sur lequel on fait une troisième lecture et ainsi de suite. On est parti de la position du pôle la plus éloignée de ab , et l'on s'arrête, en général, lorsque la vis du sphéromètre ou celle du palmer est épuisée. Après la dernière lecture, on constate, au cathétomètre, que le fil de cuivre c est toujours sur la même verticale. Pour étudier le second pôle, on retourne l'aiguille ab bout pour bout, et l'on place, après l'avoir renversé, l'aimant dans le tube en verre. La rotation de la tige GH se fait dans le même sens que pour le premier pôle, et les mesures sont les mêmes.

Toutes les manœuvres, toutes les mesures qui viennent d'être indiquées se font sans difficulté, et il n'y a à signaler que le seul inconvénient des perturbations apportées par les trépidations de la rue, perturbations qui m'ont empêché de pousser la précision plus loin que je ne l'ai fait, mais qui n'ont pas, cependant, rendu les mesures impossibles.

La valeur de la méthode qui vient d'être exposée apparaîtra surtout dans les résultats obtenus ; j'en ai fait l'application à des aimants de formes et masses variées.

PREMIÈRE EXPÉRIENCE. — **Barreau cylindrique en acier chromé n° 1.**

Dimensions de l'aimant AB.

$$\begin{aligned} l &= 25^{\text{cm}},0 \\ d &= 1,03 \\ \rho &= 154^{\text{gr}},4 \end{aligned}$$

Dimensions de l'aiguille ab.

$$\begin{aligned} l &= 0^{\text{cm}},845 \\ d &= 0,225 \\ \rho_1 &= 0^{\text{gr}},257 \end{aligned}$$

Pôle Nord.

Masse p en platine $m = 0^{\text{gr}},0345$,
 Déplacements du pôle de $0^{\text{cm}},5$ en $0^{\text{cm}},5$,
 Zéro sur 2703 du palmer.

Lectures	Valeurs de d	Valeurs de A
720	1983	0,0723
1095	1608	0,0725
1389	1314	0,0722
1602	1101	0,0723
1778	925	0,0735
1928	775	0,0737
2042	661	0,0712
2127	576	0,0724
2200	503	0,0727
2265	438	0,0728
2319	384	0,0725
2362	341	0,0722
2398	305	
Moyenne		0,8703

pour un déplacement de 6 centimètres :

En appliquant la formule (2) :

$$\frac{6}{r} = 0,8703,$$

$$r = 6,89.$$

D'autre part :

$$p = 5,00,$$

$$\alpha_1 = 1,89.$$

L'erreur absolue sur r est $\frac{1}{10}$ de millimètre.

Détermination de H. — On applique la formule (3) :

$$H = 0,217,$$

avec une erreur relative de $\frac{1}{200}$.

Détermination de μ . — On applique la formule (1), on obtient :

$$\mu = 307,$$

avec une erreur relative de $\frac{1}{60}$ environ.

Pôle Sud.

710	1993	0,1464
1380	1223	0,1453
1776	927	0,1463
2034	669	0,1450
2198	505	0,1457
2317	386	0,1448
2397	306	
Moyenne.....		0,8735

pour 6 centimètres ; les déplacements d_i sont de 1 centimètre.
On déduit de là :

$$\begin{aligned}
 r &= 6^{\text{cm}},87 \\
 \alpha_1 &= 1,87 \\
 H &= 0,217 \\
 \mu &= 308
 \end{aligned}$$

DEUXIÈME EXPÉRIENCE. — **Aiguille à tricoter.**

Dimensions de l'aimant AB.

$$\begin{aligned}
 l &= 22,1 \\
 d &= 0,240 \\
 P &= 6,60
 \end{aligned}$$

Pôle Nord.

$$\begin{aligned}
 r &= 4,08 \\
 \rho &= 3,30 \\
 r - \rho &= \alpha_1 = 0,78 \\
 H &= 0,221 \\
 \mu &= 32,8
 \end{aligned}$$

Dimensions de l'aiguille ab.

$$\begin{aligned}
 l &= 0,815 \\
 d &= 0,225 \\
 P_1 &= 0,257
 \end{aligned}$$

Pôle Sud.

$$\begin{aligned}
 r &= 4,08 \\
 \rho &= 2,30 \\
 r - \rho &= \alpha_1 = 0,78 \\
 H &= 0,223 \\
 \mu &= 34,2
 \end{aligned}$$

TROISIÈME EXPÉRIENCE. — **Aiguille à tricoter.**

Dimensions de l'aimant AB.

$$\begin{aligned}
 l &= 22,2 \\
 d &= 0,125 \\
 P &= 2,115
 \end{aligned}$$

Pôle Nord.

$$\begin{aligned}
 r &= 2,659 \\
 \rho &= 1,97 \\
 r - \rho &= \alpha_1 = 0,689 \\
 H &= 0,220 \\
 \mu &= 8,30
 \end{aligned}$$

Dimensions de l'aiguille ab.

$$\begin{aligned}
 l &= 0,845 \\
 d &= 0,225 \\
 P_1 &= 0,257
 \end{aligned}$$

Pôle Sud.

$$\begin{aligned}
 r &= 2,65 \\
 \rho &= 1,97 \\
 r - \rho &= \alpha_1 = 0,68 \\
 H &= 0,223 \\
 \mu &= 7,97
 \end{aligned}$$

QUATRIÈME EXPÉRIENCE. — **Aiguille en losange.***Dimensions de l'aimant.*

$$\begin{aligned} l &= 24,5 \\ e &= 9,05 \\ P &= 3,60 \end{aligned}$$

Dimensions de l'aiguille.

$$\begin{aligned} l &= 0,845 \\ d &= 0,223 \\ P_1 &= 0,257 \end{aligned}$$

Pôle Nord.

$$\begin{aligned} r &= 4,99 \\ \rho &= 3,66 \\ r - \varphi = \alpha_1 &= 1,32 \\ H &= 0,217 \\ \mu &= 24,6 \end{aligned}$$

Mêmes résultats pour le pôle Sud.

CINQUIÈME EXPÉRIENCE. — **Aiguille à tricoter.***Dimensions de l'aimant.*

$$\begin{aligned} l &= 22,1 \\ d &= 0,240 \\ P &= 0,60 \end{aligned}$$

Dimensions de l'aiguille.

$$\begin{aligned} l &= 0,33 \\ d &= 0,160 \\ P_1 &= 0,0517 \end{aligned}$$

Pôle Nord.

$$\begin{aligned} r &= 4,02 \\ \rho &= 3,24 \\ r - \varphi = \alpha_1 &= 0,78 \\ H &= 0,216 \\ \mu &= 32,8 \end{aligned}$$

SIXIÈME EXPÉRIENCE. — **Barreau d'acier n° 1.***Dimensions de l'aimant.*

$$\begin{aligned} l &= 25,0 \\ d &= 1,03 \\ P &= 154,4 \end{aligned}$$

Dimensions de l'aiguille.

$$\begin{aligned} l &= 0,330 \\ d &= 0,160 \\ P_1 &= 0,0517 \end{aligned}$$

Pôle Nord.

$$\begin{aligned} r &= 3,88 \\ \rho &= 2,67 \\ r - \varphi = \alpha_1 &= 1,21 \end{aligned}$$

J'avais trouvé pour α_1 la valeur 1,87, un an avant.

$$\begin{aligned} H &= 0,219 \\ \mu &= 272 \end{aligned}$$

SEPTIÈME EXPÉRIENCE. — Barreau d'acier n° 1.

Dimensions de l'aimant.

$$\begin{aligned} l &= 25,0 \\ d &= 1,03 \\ P &= 154,4 \end{aligned}$$

Dimensions de l'aiguille.

$$\begin{aligned} l &= 1,45 \\ d &= 0,130 \\ P_1 &= 0,152 \end{aligned}$$

Pôle Nord.

$$\begin{aligned} r &= 5,63 \\ \rho &= 4,40 \\ r - \rho &= \alpha_1 = 1,23 \\ H &= 0,215 \\ \mu &= 0,277 \end{aligned}$$

HUITIÈME EXPÉRIENCE. — Barreau prismatique.

Dimensions de l'aimant.

$$\begin{aligned} l &= 26,9 \\ a &= 1,365 \\ P &= 390,0 \end{aligned}$$

Dimensions de l'aiguille.

$$\begin{aligned} l &= 0,846 \\ d &= 0,225 \\ P_1 &= 0,257 \end{aligned}$$

Pôle Nord.

$$\begin{aligned} r - \rho &= \alpha_1 = 1,40 \\ r &= 9,24 \\ \rho &= 7,84 \\ \mu &= 492 \end{aligned}$$

Pôle Sud.

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 1,35 \\ \mu &= 488 \end{aligned}$$

Résultats concordants, aux erreurs d'expérience près.

Résumé. — Toutes les expériences résumées ici montrent bien comment s'applique la méthode. Il suffit de s'assurer que la loi de Coulomb est vérifiée pour que les formules soient applicables quelles que soient les conditions variées de l'expérience.

On a vu comment on peut, dans le laboratoire, obtenir la composante terrestre et les valeurs trouvées fournissent encore une preuve que les conditions expérimentales ont été bien établies.

Les principales valeurs trouvées pour la composante terrestre sont :

$$\begin{aligned} &0,217 \\ &0,221 \\ &0,223 \\ &0,220 \\ &0,217 \\ &0,215 \\ &0,219 \\ &0,216 \end{aligned}$$

La moyenne est 0,218.

L'erreur probable trouvée par les moyens carrés est $\frac{1}{300}$. On peut donc, par la méthode précédente, mesurer la composante terrestre avec une approximation suffisante. La précision peut d'ailleurs être poussée plus loin.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

2^e semestre 1908.

D. GERNEZ. — Sur la triboluminescence des composés racémiques. — P. 14.

M. Tschugaeff⁽¹⁾ avait cru pouvoir conclure de ses expériences que « quand les deux constituants sont triboluminescents, le racémique résultant de leur union ne l'est pas ». Les expériences de M. Gernez montrent au contraire qu'il ne paraît pas y avoir de relation générale de cause à effet entre la triboluminescence des corps et leur constitution dissymétrique ou symétrique.

CHARLES NORDMANN. — Sur diverses particularités nouvelles des étoiles variables à courte période; méthode permettant de distinguer leurs effets de ceux de la dispersion dans le vide. — P. 24.

Toute différence entre la vitesse de rotation de l'étoile principale et la vitesse angulaire de révolution du satellite, ainsi que toute variation relative de ces deux vitesses, produit un décalage entre les minima des courbes de lumière de l'étoile relatives à des régions différentes du spectre. De même le minimum observé dans le rouge précédera ou suivra le minimum du bleu suivant l'orientation de l'orbite de l'étoile dans l'espace.

La méthode « des images monochromatiques » permet de séparer l'effet dû à ces causes de décalage de l'effet de la dispersion dans le vide.

(1) *Berichte der d. ch. Gesellschaft*, juin 1901, et *Société physico-chimique russe*, février 1904.

RODOLPHE SOREAU. — Sur le poids utile des aéroplanes. — P. 34.

Théorie montrant que l'aéroplane de l'avenir ne sera pas d'un type déterminé ; on devra créer divers types suivant la valeur de la vitesse et le poids utile.

C. TISSOT. — Sur l'emploi de détecteurs sensibles d'oscillations électriques basés sur les phénomènes thermo-électriques. — P. 37 et 237.

E. BRANLY. — P. 124 et 301.

On a introduit récemment en télégraphie sans fil des détecteurs constitués par des solides (certains cristaux) au contact, détecteurs très sensibles et permettant d'obtenir, au son, la réception des signaux en les associant simplement à un récepteur téléphonique sans emploi de source auxiliaire. L'auteur a recherché si l'effet n'était pas dû à une force thermo-électrique développée au point de contact par le passage des ondes, et a vérifié son hypothèse en constituant des détecteurs avec deux corps à peu près quelconques, détecteurs qui fonctionnent d'autant mieux que les deux corps sont plus éloignés dans la chaîne thermo-électrique. Il montre, de plus, la différence que présentent, comme détecteurs d'ondes, les contacts thermo-électriques et les contacts imparfaits à variation de résistance.

M. Branly utilise des détecteurs, tellure-acier, tellurure d'argent, d'or, de mercure-acier, les pointes de tellure ou de tellurures formant un trépied qui repose sur un disque d'acier poli ; ces détecteurs, quoique le tellure occupe l'une des extrémités de la chaîne thermo-électrique, agissent seulement par variation de résistance.

R. JOUAUST. — Influence de la température sur la force électromotrice des étalons au cadmium. — P. 42.

Jäger et Lindeck, en 1901, ont montré que la force électromotrice des étalons au cadmium à électrolyte saturé pouvait être représentée entre 0 et 20° par

$$E_t = E_{20} - 0,000038 (t - 20) - 0,0000065 (t - 20)^2.$$

Cette formule convient bien pour les éléments contenant un amal-

game à 12,5 0/0 de cadmium, mais non pour ceux à 10 0/0, du moins au-dessous de 10°.

E. ROTHÉ. — Franges d'interférences produites par les photographies en couleur.
P. 43 et 190.

Quand on regarde par réflexion, du côté verre, une photographie interférentielle éclairée par la lumière blanche on aperçoit souvent des franges dans l'étendue du spectre, du rouge au violet. Quand la couche de gélatine n'a pas partout la même épaisseur, les franges sont plus ou moins inclinées par rapport aux raies. L'auteur a étudié ces franges dues aux dépôts d'argent par les ondes stationnaires. Elles peuvent être assimilées à des franges de coins et non à des franges de Talbot, et elles sont dues aux ondes stationnaires. En effet : 1° le verre n'intervient pas dans leur formation, car elles subsistent dans les pellicules détachées du verre ; 2° ce ne sont pas des franges ordinaires de lames minces ; 3° chaque spectre a ses franges propres ; 4° leur nombre dépend de l'épaisseur de la gélatine et ne semble pas dépendre de la dispersion ; 5° en plaçant le verre en avant et appuyant un miroir d'argent sur la gélatine, on peut obtenir des franges côté verre et côté gélatine.

On obtient d'excellentes reproductions en coulant sur les glaces une couche épaisse de gélatine et la recouvrant d'une couche d'émulsion sensible de quelques microns.

A. GUILLET. — Autobalistique répétiteur. — P. 45.

Description et théorie de ces appareils. — La méthode de répétition consiste à agir sur un mobile animé d'un mouvement sinusoïdal amorti au moyen d'impulsions identiques rythmées sur ses oscillations et à lire l'amplitude du régime permanent, beaucoup plus grande que celle due à une impulsion unique tirant le mobile du repos.

C. LIMB. — Machines dynamo-électriques génératrices sans collecteur. — P. 48.

Se basant sur des expériences d'auto-excitation des alternateurs au moyen de soupapes électrolytiques⁽¹⁾, l'auteur propose de remplacer les collecteurs par les soupapes.

(1) C. R., mai 1908.
IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

C.-E. GUYE et A. BRON. — La stabilité de l'arc alternatif, fonction du poids atomique des métaux-électrodes. — P. 49.

Pour que l'arc puisse se rétablir à chaque alternance, il faut que la différence de potentiel qui précède immédiatement l'allumage atteigne une valeur d'autant plus grande que le poids atomique du métal-électrode est lui-même plus grand. Peut-être ce phénomène est-il dû à ce que la chaleur spécifique du métal diminue quand son poids atomique augmente (loi de Dulong et Petit).

A. COTTON et H. MOUTON. — Sur l'orientation des cristaux par le champ magnétique. Importance, au point de vue de la symétrie cristalline, des propriétés optiques des liqueurs mixtes. — P. 51.

Si on tient compte de l'ordre de grandeur des quantités qui entrent en jeu, un fragment cristallin non ferromagnétique tend toujours à prendre dans un champ magnétique une orientation qui ne dépend ni de sa forme ni du milieu qui l'entoure, contrairement à l'opinion de M. Meslin (1). Ce fait simplifie considérablement l'étude des liqueurs mixtes. C'est ainsi par exemple que, dans le cas des cristaux dont les axes sont différents pour les dichroïsmes électrique et magnétique, en faisant agir sur la liqueur mixte simultanément deux champs à angle droit, l'un magnétique, l'autre électrique, tous les fragments qu'elle contient se trouvent complètement orientés de la même façon. Si alors on observe la liqueur dans les directions des deux champs et si la matière en suspension est uniaxe, on trouvera que, pour l'une de ces deux directions, la liqueur mixte reste isotrope, ce qui distinguera le cristal d'un cristal orthorhombique. L'étude des liqueurs mixtes peut donc être précieuse pour l'étude des cristaux microscopiques.

E. GUILLAUME. — Les phénomènes de Bose et les lois de l'électrisation de contact. — P. 53.

JEAN PERRIN. — P. 55.

Bose (2) a signalé qu'un fil métallique tordu brusquement au sein

(1) C. R., t. CXLVI.

(2) J. de Phys., 4^e série, t. III, 726, 740 ; 1902.

d'un électrolyte manifeste un phénomène électrique momentané (réponse électrique) décelable au balistique. Si on tord le fil plusieurs fois, l'intensité du phénomène diminue (fatigue de la matière); en laissant le fil se reposer, les décharges reparaisent à la torsion.

M. Guillaume a constaté : 1° qu'un fil métallique parfaitement propre, tordu au sein d'un électrolyte qui ne l'attaque pas, ne donne aucun phénomène électrique; 2° que, si le fil est attaqué, il se produit une force électromotrice momentanée, qui peut atteindre 1 millivolt-seconde; 3° que cette force électromotrice s'observe aussi si le fil, altérable ou non, est habillé d'une gaine poreuse. Le sens et la grandeur de cette force électromotrice sont déterminés par la présence de certains ions; H^+ et OH^- agissent très fortement, en sens inverse l'un de l'autre, mais sont paralysés par les ions polyvalents de signes opposés. Il se forme probablement une couche double d'Helmholtz, qui s'altère par torsion, d'où la création d'une différence de potentiel.

LATSCHENKO. — Sur les chaleurs d'échauffement de la barytine, de la withérite et de la chaux fondue. — P. 58.

La chaleur spécifique de la barytine croît de la valeur 0,114 à 150° à la valeur 0,13 qu'elle conserve de 500° à 1 050°.

La chaleur spécifique de la withérite croît constamment de 250° (0,116) à 1 030° (0,162) avec une variation rapide vers 800°, température de transformation moléculaire du carbonate de baryum.

La chaleur spécifique de la chaux fondue croît de 190° (0,172) à 680° (0,913), avec une variation rapide vers 405-410°, due probablement à une transformation moléculaire.

MAXIME MÉNARD. — Sur le développement des clichés en radiographie.
P. 61-1347.

A. RIEFFET et MAXIME MÉNARD. — P. 645.

Avec un même bain de développement on peut, en radiographie, modifier les détails anatomiques visibles, et même en supprimer quelques-uns, cela en poussant plus ou moins le cliché, de sorte que l'anatomie est un guide précieux pour le développement des clichés radiographiques. De même, pour l'exécution du cliché, il faut tenir compte du centrage et de l'orientation anatomiques.

VICTOR HENRI. — Influence du milieu sur les mouvements browniens. — P. 62.

Les mouvements browniens sont ralentis par un agent coagulant avant le phénomène de la coagulation. En présence d'alcali, ces mouvements sont deux fois plus lents, et, en présence d'acide, neuf fois plus faibles que dans l'eau distillée. Ce ralentissement est probablement dû à une liaison entre les granules et le coagulant.

JEAN BECQUEREL. — Sur les électrons positifs. — P. 121.

N'ayant pas réussi à interpréter certaines expériences (1), à l'aide des phénomènes connus, M. Becquerel a été amené à considérer des électrons positifs, mis en liberté par l'action des rayons cathodiques sur les rayons-canaux, et déviables par un aimant. Peut-être ces électrons positifs sont-ils formés par l'attraction de l'atmosphère de corpuscules cathodiques sur les électrons positifs amenés à la surface de l'atome. Du fait qu'ils disparaissent dès qu'ils sortent de l'atmosphère de corpuscules cathodiques, on peut émettre aussi l'hypothèse qu'ils se combinent aux électrons négatifs libres ou arrachés à la matière, en formant peut-être de l'hydrogène, qui se manifeste toujours dans les décharges à l'intérieur des tubes de Crookes.

JACQUES DUCLAUX. — Pression osmotique et mouvement brownien. — P. 131.

La théorie cinétique, qui déduit la grandeur de la pression osmotique de la dimension des particules, considère ces particules comme flottant dans un liquide sans en altérer l'homogénéité ; elle néglige l'existence de la couche double plus ou moins continue qui entoure ces particules et la pression osmotique qu'exercent les ions extérieurs de cette couche double. Il faut tenir compte surtout de la charge électrostatique des particules. Une hypothèse simple consistera à admettre que la pression osmotique d'une solution colloïdale est la même que celle d'une solution ordinaire renfermant les mêmes charges électriques libres à l'état d'ions, par suite que l'ion exerce la même pression osmotique, qu'il soit libre ou fasse partie de la couche extérieure d'une micelle, celle-ci étant formée d'un granule et d'un revêtement extérieur d'ions.

1) C. R., 22 juin 1908.

G.-A. TIKHOFF. — La dispersion apparente de la lumière dans l'espace interstellaire. — P. 170.

J. STEIN. — P. 228.

PIERRE LEBEDEV. — P. 515.

CHARLES NORDMANN. — P. 620.

Réponses à des objections réciproques.

EDOUARD BRANLY. — Appareils de sécurité contre des étincelles perturbatrices ininterrompues, en télé mécanique sans fil. — P. 185.

Description et marche de l'appareil qui complète l'interrupteur rotatif de protection contre les étincelles accidentelles. L'opérateur est prévenu par l'appareil de la présence d'étincelles prolongées qui assurent elles-mêmes la position de repos de cet appareil.

G.-A. HEMSALECH et C. DE WATTEVILLE. — Sur les spectres de flamme du calcium. — P. 188.

La désagrégation du métal a été obtenue à l'aide de l'étincelle de capacité, placée sur le parcours de l'un des gaz combustibles et qui éclatait entre électrodes de calcium métalliques. Les mélanges combustibles employés sont : air-gaz d'éclairage, air-H, H-O, O-gaz d'éclairage.

Les auteurs donnent le tableau des longueurs d'onde du spectre obtenu dans ces quatre cas et celui du spectre obtenu par la méthode du pulvérisateur de Watteville, avec la flamme air-gaz d'éclairage.

A. COTTON et H. MOUTON. — Biréfringence magnétique et électrique de la nitrobenzine. Variation avec la longueur d'onde. — P. 193.

Les mesures des angles, qui fixent les valeurs de la biréfringence magnétique, croissent régulièrement pour la nitrobenzine quand la longueur d'onde diminue, et un peu plus vite que l'inverse de la longueur d'onde.

Comparée à celle du sulfure de carbone, la biréfringence électrique de la nitrobenzine pour la lumière jaune du mercure, à 22°,

est quatre-vingt-dix-sept fois plus grande ; de plus, la dispersion de biréfringence électrique est la même que la dispersion de la biréfringence magnétique. Le coefficient de température est aussi du même ordre de grandeur. Ces phénomènes doivent s'expliquer par l'orientation des molécules elles-mêmes sous l'action de ces champs.

E. DARMOIS. — Sur un cas de dispersion rotatoire anormale. — Application des mesures de dispersion rotatoire à l'étude de la composition de l'essence de térébenthine. — P. 195.

Étude de la dispersion rotatoire de l'essence gauche française et de quelques essences droites. Leur dispersion est normale, mais varie d'une essence à l'autre. Mais certains mélanges de ces essences ont une dispersion anormale : la rotation s'annule pour une couleur du spectre et passe par un minimum pour une autre couleur. On peut reproduire ces mélanges avec une essence droite quelconque ; leur dispersion anormale tient à la présence de deux constituants actifs de signe contraire, à dispersion différente.

Si on distille une essence droite, la rotation du produit recueilli varie d'un bout à l'autre de la distillation ; les mélanges à dispersion anormale se produisent donc aussi au cours de la distillation d'une essence droite quelconque. L'étude de la dispersion rotatoire peut par suite renseigner sur la composition des essences.

L. TEISSERENC DE BORT. — Recherches sur la présence des gaz rares dans l'atmosphère à diverses hauteurs. — P. 219.

L'air est recueilli à des hauteurs différentes dans des flacons portés par des ballons-sondes ; ces flacons, vides d'air, sont fermés par une pointe effilée qu'un déclenchement électrique casse et sont refermés par un courant envoyé peu après dans un fil de platine entourant la base de la pointe effilée.

L'hélium n'a pu être observé que dans les prises faites dans les couches basses jusqu'à 10 kilomètres de hauteur. Le néon se voit dans toutes les prises, quelle que soit leur hauteur.

A. DE GRAMONT et C. DE WATTEVILLE. — Sur le spectre ultra-violet du silicium. — P. 239.

Tableau des longueurs d'onde de raies mesurées dans le spectre

de l'étincelle oscillante du silicium et des longueurs d'onde des bandes mesurées dans le spectre de la flamme, flamme de teinte rose violacé obtenue en faisant brûler du gaz d'éclairage mélangé à de l'air sec qui a simplement passé près de la surface du chlorure de silicium contenu dans un flacon à deux tubulures.

J. LARGUIER DES BANCELS. — De l'influence des ferro et ferricyanures alcalins sur la coagulation du sang. — P. 266.

L'addition au sang ou à une liqueur fibrinogénée, d'une petite quantité d'un électrolyte à ion négatif plurivalent tel que les ferrocyanures ($\text{FeCy}^6 \equiv$) et les ferricyanures ($\text{F}^2\text{Cy}^{12} \equiv$), fait obstacle à la coagulation spontanée ou provoquée de cette liqueur. Cette action doit être rapportée aux propriétés stabilisantes de l'ion.

A. WITZ. — Contribution à l'étude dynamique des moteurs. — P. 293.

La méthode consiste à étudier la décroissance de la vitesse angulaire d'une machine tournant à sa vitesse de régime, dès qu'on supprime instantanément la force motrice. On connaît ainsi dans quel rapport se trouve l'énergie emmagasinée dans le volant, à la vitesse de régime, avec l'ensemble des résistances passives du système.

SWYNGEDAÛW. — Conditions et durée d'auto-excitation des dynamos. — P. 301.

Théorie mathématique.

G. ATHANASIADIS. — Arc électrique entre une électrode solide et un liquide. P. 304.

L'auteur conclut de ses expériences que : 1° l'expérience de Duddell peut réussir même quand l'arc se produit entre une anode liquide et une cathode solide ; 2° l'arc formé entre un électrolyte et une électrode solide comme cathode peut être produit même sous une immersion de 7 centimètres de la cathode dans l'électrolyte, la différence de potentiel étant portée à 220 volts ; 3° cet arc peut donner dans certains cas (self convenable) les effets de l'interrupteur Wehnelt, mais avec une intensité moindre ; 4° il est impossible de

produire un arc entre une anode solide et un électrolyte comme cathode, même sous un voltage de 220 volts, mais on peut toujours obtenir la polarisation de l'électrode solide, quelle que soit son immersion dans le liquide.

A. DE GRAMONT. — Sur les indications quantitatives qui peuvent être fournies par les spectres de dissociation : argent. — P. 307.

Par leur nombre et leur intensité, les raies de l'argent, obtenues dans les spectres de dissociation des minéraux conducteurs, sont en relation directe et constante avec la teneur de ce métal dans les échantillons soumis à l'étincelle condensée, simple ou oscillante ; c'est ce que l'auteur a vérifié sur des alliages et des minéraux argentifères ; il donne un tableau des raies de l'argent qui ont disparu pour des teneurs déterminées de ce métal.

H. DESLANDRES et L. D'AZAMBUJA. — Enregistrement de la couche supérieure du calcium dans l'atmosphère solaire. — P. 334.

H. DESLANDRES. — P. 467 et 4016.

Détails expérimentaux. Étude particulière de la couche K_3 et comparaison des images K_2 et K_3 , qui présentent des différences caractéristiques. Les filaments présentés par les images de K_3 sont prolongés de chaque côté par des lignes moins nettes, moins continues, appelées alignements ; et comme l'alignement persiste avec le filament plusieurs jours, il est légitime de supposer qu'il fait le tour entier de l'astre et forme un anneau fermé dans l'atmosphère. En outre, la couche K_3 présente souvent de grandes plages noires très larges ; les unes, autour des facules, sont appelées circumfacules, les autres semblent ou non liées aux filaments. Les filaments doivent correspondre à des tourbillons de l'atmosphère solaire à axe horizontal ; les taches pourront correspondre à un tourbillon à axe vertical (cyclone).

A. PEROT. — Sur la rotation du Soleil. — P. 340.

La lumière d'une région déterminée du Soleil est reçue sur la fente d'un spectroscopie qui en donne un spectre tombant

sur une fente qui permet d'isoler une raie déterminée. La lumière traverse ensuite un double système afocal de lentilles cylindriques, tombe sur un étalon interférentiel en invar et pénètre dans la lunette d'observation, réglée pour l'infini, mobile et munie d'un oculaire micrométrique. De la valeur des diamètres des anneaux de même numéro d'ordre, donnée par les images de deux points différents du Soleil, en particulier de deux points situés aux extrémités d'un même parallèle, on déduit facilement la vitesse de rotation v le long de ce parallèle :

$$v = \frac{V}{2} \frac{i + i_1}{2} (i - i_1).$$

V désigne la vitesse de la lumière, i et i_1 désignant dans les deux expériences les angles d'incidence de la lumière sur l'étalon correspondant à un anneau de même numéro d'ordre, angles qui se mesurent par le diamètre de l'anneau.

La méthode permet de constater que l'accélération équatoriale des raies du calcium est plus faible que l'accélération normale.

M^{me} CURIE et M^{lle} GLEDITSCH. — Action de l'émanation du radium sur les solutions des sels de cuivre. — P. 345.

M^{me} Curie et M^{lle} Gleditsch n'ont pas réussi à confirmer les expériences de Ramsay et Cameron ⁽¹⁾ (production de métaux alcalins et de lithium dans les solutions de sels de cuivre soumises à l'émanation du radium) et pensent que la formation de ces métaux ne doit pas être considérée comme un fait établi.

E. MERCADIER. — Sur une application nouvelle de la superposition sans confusion des petites oscillations électriques dans un même circuit. — P. 349.

On superpose au disque d'un monotéléphone du système multiplex un levier très léger et très mobile, oscillant à longue période autour d'un axe et dont une extrémité repose en contact métallique sur le disque. Ce levier est repoussé dès l'arrivée d'un signal provenant de l'électro-diapason accordé, reste soulevé pendant la durée du signal et permet au courant continu d'une pile locale de traverser les électros d'un Morse ou d'un Hughes. Les courants alternatifs

(1) C. R., 1908.

intermittents sont transformés ainsi en courants continus de même intermittence. Le système pourrait s'appeler relais monotéléphonique. Avec ce système, entre Paris et Marseille, on a pu échanger simultanément des dépêches, dans les deux sens, à l'aide de six appareils Hughes, en même temps que fonctionnaient sur le même circuit deux Baudot quadruples.

H. DESLANDRES. — Sur la recherche d'une classe particulière de rayons qui peuvent être émis par le Soleil. — P. 373.

DURAND-GRÉVILLE. — P. 319.

M. Durand-Gréville annonce que le phénomène du second crépuscule, reconnu d'abord en montagne au coucher du Soleil, est général, et conclut à l'existence d'un cône lumineux, qui pénètre à l'intérieur du cône d'ombre et réillumine la partie est du ciel quinze à vingt minutes après le coucher de l'astre. Il explique ce phénomène par la réflexion des rayons solaires sur les couches supérieures de l'atmosphère, en particulier sur la couche d'inversion de température signalée par Teisserenc de Bort.

Pour expliquer ce crépuscule, M. Deslandres suppose que le Soleil émet des rayons de $\lambda < 0^{\mu},4$, à qui il suppose un indice de réfraction plus grand que celui des rayons connus, et la propriété d'exciter la phosphorescence des particules atmosphériques. Il indique une méthode simple qui pourrait être utilisée pour leur recherche.

J. VIOLLE. — Sur un orage à grêle ayant suivi le parcours d'une ligne d'énergie électrique. — P. 375 et 4371.

Description. — La ligne a conduit l'orage, et il est probable qu'elle l'a attiré. Elle se comporte en effet comme l'un des peignes d'une machine de Holtz, émettant des torrents d'ions qui s'élèvent en entraînant des charges électriques énormes et agissant comme un engin grêlifuge. Le nuage sera plus ou moins attiré ou repoussé, déchargé en partie ou totalement, et la manière d'être de la grêle sera changée.

M^{me} CURIE. — Sur la formation de brouillards
en présence de l'émanation du radium. — P. 379.

La présence de l'émanation du radium provoque la condensation de la vapeur d'eau, saturante ou non, ainsi que celle d'autres vapeurs ; cette condensation se manifeste par un brouillard persistant, visible à l'arc. Les expériences faites semblent prouver que, sous l'action de l'émanation, il se forme dans le gaz des composés chimiques susceptibles d'absorber la vapeur jusqu'à formation de gouttelettes. Avec l'eau et l'air, les centres de condensation seraient les produits nitrés qui se forment dans l'air en présence de l'émanation. Avec l'eau et l'acide sulfurique, ce seraient des particules de SO^3 . Avec l'eau et CO^2 , il ne se forme presque rien, et corrélativement on ne voit pas de brouillard persistant.

Des brouillards épais et de longue durée s'obtiennent avec l'iode dans CO^2 ou le camphre dans l'air, les deux gaz étant chargés d'émanation.

Les gouttelettes, sous l'action d'un champ électrique, se comportent comme si elles n'étaient pas chargées ; elles sont entraînées vers les électrodes, comme le sont dans un champ non uniforme des particules non chargées, et l'aspect du déplacement est indépendant du sens du champ.

E. ESCLANGON. — Sur les illuminations crépusculaires. — P. 408.

Lorsque le Soleil, après son coucher, atteint la hauteur négative de 3° , une illumination rose ou pourpre se développe dans le ciel. Cette illumination rose, qui peut manquer entièrement ou atteindre une intensité considérable, disparaît en quelques minutes. Il lui succède une illumination jaunâtre, plus faible et plus persistante, et à celle-ci succède une coloration bleu verdâtre plus faible et s'éteignant lentement. Les couches atmosphériques qui donnent naissance aux lueurs roses ne dépassent pas 16 kilomètres d'altitude ; les plus efficaces paraissent être entre 9 et 13 kilomètres de hauteur ; les lueurs jaunes se produisent à une altitude de 40 à 50 kilomètres et les lueurs bleu verdâtre vers 130 kilomètres. Peut-être le phénomène est-il dû à un phénomène de résonance optique exercée par les particules.

H. KAMERLINGH ONNES. — L'hélium liquide. — P. 421.

L'hélium comprimé à 100 atmosphères est refroidi jusqu'à 15 degrés Kelvin par l'hydrogène liquide s'évaporant sous la pression de 6 centimètres, entouré lui-même d'air liquide, puis détendu; l'hélium liquide est recueilli dans le fond non argenté d'un verre évidé à double paroi, argenté pour le reste, entouré d'hydrogène liquide, lui-même entouré d'air liquide (10 juillet 1908).

La densité du liquide a été trouvée égale à 0,154; son point d'ébullition, 4°,3 ou 4°,5 Kelvin; sa température critique est voisine de 5° Kelvin et la pression critique voisine de 2,3 atmosphères.

Le liquide n'a pu être solidifié, même par évaporation sous une pression de l'ordre du centimètre.

HERMAN-C. WOLTERECK. — Sur la température de dissociation de l'ammoniaque et de l'oxyde de carbone. — P. 460.

L'ammoniaque commence à se dissocier, à 620° s'il est seul, à 320° en présence de fer, à 420° en présence d'oxyde de fer. L'oxyde de carbone commence à se dissocier entre 570 et 580°. Sa dissociation n'est pas possible, même aux températures les plus élevées, en présence d'une trace de vapeur d'eau.

JEAN PERRIN. — La loi de Stokes et le mouvement brownien. — P. 475.

Contrôle de l'exactitude de la loi de Stokes pour des rayons de l'ordre du dixième de micron; il est permis de présumer qu'elle l'est encore bien au delà,

ERNEST ESCLANGON. — Le vol plané sans force motrice. — P. 496.

Théorie montrant que toutes les variations (en grandeur et sens) de la vitesse du vent par rapport à sa vitesse horizontale moyenne peuvent être utilisées comme force motrice; le tout sera de savoir s'adapter, comme le font les oiseaux, de façon à utiliser à son profit ces variations.

PAUL GAUBERT. — Sur les cristaux liquides des éthers-sels de l'ergostérine.
P. 498.

Les éthers de l'ergostérine présentent une phase liquide anisotrope, difficile à mettre en évidence avec le propionate et l'acétate ; ces cristaux liquides sont plus visqueux que ceux correspondants de la cholestérine. La cholestérine, l'ergostérine et la fongistérine chauffés avec l'orcine donnent un composé fournissant un liquide cristallin. Enfin une goutte d'ergostérine et de fongistérine, solidifiée après fusion sur une lame de verre et recouverte d'un couvre-objet, ne donne pas de sphérolites à enroulements hélicoïdaux, ce qui distingue ces deux substances de la cholestérine.

PERCIVAL LOWELL. — Les spectres des grosses planètes photographiées en 1907 à l'observatoire Flagstaff. — P. 516.

Tableau des longueurs d'ondes des raies et bandes des spectres de Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune.

On en conclut qu'il y a de la vapeur d'eau dans l'atmosphère de Jupiter et de Saturne ; de l'hydrogène libre et de l'hélium, peut-être aussi de la vapeur d'eau, dans l'atmosphère d'Uranus et en plus grande quantité dans l'atmosphère de Neptune. Les gaz les plus légers se rencontrent donc dans les atmosphères planétaires en quantité d'autant plus grande qu'on s'éloigne davantage du Soleil.

LOUIS MAILLARD. — Sur une expérience de cours relative à la rotation de la Terre. — P. 524.

Un tube de laiton prolongé par un manchon de verre, vertical, est fermé par un fond étanche horizontal, vissé à un rebord métallique, où quatre robinets sont fixés excentriquement, suivant les diamètres nord, sud, est, ouest déterminés à la boussole et en tenant compte de la déclinaison. Une pointe est vissée au centre du fond ; on y fixe un fil de cocon qui retient une légère bulle de verre. Quand le tube est rempli d'eau, on a un ballon captif. Si on ouvre les deux robinets nord, sud ou l'un d'eux, on observe qu'au moment où le liquide est descendu à son niveau, la bulle devenue libre est entraînée vers l'est par le mouvement de la couche superficielle. Les

mesures faites correspondent assez bien avec les résultats que fait prévoir la théorie de l'appareil exposée par l'auteur.

C. STORMER. — Sur une forme particulière à laquelle on peut réduire les équations différentielles des trajectoires des corpuscules électrisés dans un champ magnétique. — P. 527.

Théorie mathématique.

JEAN PERRIN. — L'origine du mouvement brownien. — P. 531.

L'auteur cite les expériences faites sur trois émulsions diluées de gomme-gutte, à grains à peu près égaux dans chaque émulsion, mais de grosseur différente d'une émulsion à l'autre. La concentration des globules en différents niveaux permet de calculer k , kn désignant la pression osmotique due à une concentration n des globules. Si la théorie cinétique est exacte,

$$kn = n \frac{RT}{N},$$

R désignant la constante des gaz, N le nombre de molécules dans une molécule-gramme, T la température absolue. Or N est de l'ordre de $6 \cdot 10^{23}$: k doit donc être indépendant de la nature des granules et voisin, à 22°, de $40 \cdot 10^{-15}$. C'est ce que trouve M. Perrin. L'agitation moléculaire est donc cause du mouvement brownien.

H. PECHEUX. — Sur la thermo-électricité du cobalt. — P. 532.

Étude du couple cobalt-cuivre.

De 20 à 280°	$E_0t = 20,51t + 0,027t^2$
De 340 à 550°	$E_0t = 24,75t + 0,0135t^2$
De 580 à 900°	$E_0t = -10,314t + 62,59t - 0,0217t^2$

De 940° à 1040° (fusion de la soudure du couple), la variation est aussi parabolique.

A 550°, la courbe présente un point d'inflexion.

Les températures de transformation moléculaire du cobalt sont donc 280° et 550°.

(1) C. R., t. CXLVI; 1908.

K. BIRKELAND. — Sur la cause des orages magnétiques. — P. 539.

STÖRMER. — P. 733.

M. Birkeland a réussi à concilier avec les faits observés sa théorie de succion magnétique par la terre des corpuscules électriques provenant du Soleil. Il a retrouvé de plus, par des expériences dont il donne des photographies, avec une petite sphère magnétique dans un grand tube de décharge, la répartition des rayons cathodiques autour de la sphère qui correspond tout à fait bien, dans les divers cas, aux différentes espèces d'orages magnétiques observés sur la Terre.

M. Störmer rappelle que l'analyse mathématique suffit pour expliquer théoriquement les traits essentiels des phénomènes observés par M. Birkeland. Il donne des photographies de modèles construits d'après des intégrations numériques et graphiques et correspondant aux expériences de M. Birkeland.

PAUL BARY. — Sur l'interrupteur de Wehnelt. — P. 570.

On sait que l'électrolyse ne joue qu'un rôle secondaire dans le fonctionnement du Wehnelt; l'effet Joule produit au passage du courant ne suffit pas non plus à expliquer ce fonctionnement, qui doit être comparable à celui d'un bélier hydraulique et que l'auteur explique par les phénomènes de striction électromagnétique. Quand un courant de grande densité passe dans un conducteur liquide, il se produit des mouvements dus à la pression que crée, au centre du conducteur, le passage du courant. Cette pression peut refouler le liquide avec une vitesse telle qu'il ne soit pas instantanément remplacé; il se forme alors une chambre de vapeurs, puis interruption du courant avec étincelles. Dès que le courant est nul, la chambre de vapeurs disparaît; on revient à l'état primitif, le courant repasse et reproduit les mêmes phénomènes.

B. GALITZINE. — Sur un séismographe à enregistrement galvanométrique à distance. — P. 575.

Théorie et description de l'appareil, extrêmement amorti par une

plaque de cuivre fixée au bras du pendule et qui se meut entre les pôles opposés de deux aimants en fer à cheval. L'amortissement diminuant la sensibilité, on ajoute à l'appareil quatre petites bobines d'induction reliées deux à deux et fixées au bras du pendule. Deux aimants fixes produiront, quand l'appareil se déplacera, des courants induits qu'on envoie dans un d'Arsonval apériodique très sensible. Le mouvement de celui-ci sera enregistré par la méthode optique sur un enregistreur à papier photographique. De la courbe on déduira facilement les mouvements du séismographe.

TURPAIN. — Les ondes dirigées en télégraphie sans fil et la recherche de la syntonie. — P. 587.

A. BLONDEL. — P. 673.

M. Turpain rappelle qu'il y a une grande parenté entre les dispositifs syntoniques présentés par plusieurs expérimentateurs, et les phénomènes d'interférence des champs hertziens qu'il étudia et appliqua il y a plus de dix ans. De même il a songé, avant Marconi, à l'application des ondes électriques à la télégraphie. M. Blondel rappelle aussi son antériorité.

JEGOU. — Études sur l'association en série et en parallèle des détecteurs électrolytiques. — P. 589.

L'association en série de deux ou plusieurs électrolytiques est nuisible pour la sensibilité. L'ensemble a une sensibilité inférieure à l'électrolytique le moins sensible. Dans l'association en parallèle, l'ensemble, au contraire, a une sensibilité au moins égale à celle du plus sensible des détecteurs ; de plus, les pointes d'électrolytiques sont plus rarement brûlées par des ondes trop puissantes, l'énergie reçue se partageant entre les détecteurs.

F. BORDAS et TOUPLAIN. — Analyse des gaz de l'atmosphère non liquéfiables dans l'air liquide. — P. 591.

Emploi de l'appareil à distillation dans le vide ⁽¹⁾, dont le principe réside dans l'absorption fractionnée des gaz par du charbon contenu

(1) C. R., t. CXLVI, p. 628.

dans les tubes plongés dans l'air liquide, et l'examen spectral au tube de Plucker des divers gaz résiduels.

Les gaz de l'atmosphère non liquéfiables dans l'air liquide sont constitués par du néon et de l'hélium, et le procédé utilisé a permis de trouver des lignes nouvelles du néon dont les longueurs d'onde sont données.

JEAN PERRIN. — Grandeur des molécules et charge de l'électron. — P. 593.

Pour déterminer le nombre N de molécules que contient toute molécule-gramme, l'auteur utilise une méthode fondée sur ce que des granules égaux se répartissent dans une émulsion étendue comme feraient des molécules de même masse obéissant aux lois des gaz parfaits; ce qui entraîne l'équation

$$2,3 \log_{10} \frac{n_0}{n} = \frac{N}{RT} \frac{4}{3} \pi a^3 g (d - \sigma) h,$$

n et n_0 désignant les concentrations des grains en des niveaux distants de h , a le rayon des grains, $(d - \sigma)$ l'excès de leur densité sur celle de l'eau.

Mesurant n_0 , n , T , a , h , $(d - \sigma)$, M. Perrin trouve pour N ;

$$N = 70 \cdot 11^{22},$$

ce qui entraîne pour e (charge de l'électron) :

$$e = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 96 \cdot 550}{71 \cdot 10^{22}} = 4,1 \cdot 10^{-10} \text{ C. G. S. statique.}$$

GEORGES CLAUDE. — Sur l'extraction des gaz rares de l'atmosphère. — P. 624.

Les gaz qui restent dans les récipients où l'on recueille l'azote liquide, dans le procédé dit de retour en arrière, sont envoyés à la partie inférieure d'un serpentín placé sous le déversoir d'azote liquide de la colonne de rectification du procédé Claude. Leur pression étant 4 kilogrammes sous la température très basse de l'azote liquide, il se produit une condensation avec retour en arrière des parties liquéfiables, et le résidu gazeux est constitué par un mélange presque pur de néon et hélium, si le débit est bien réglé.

EDOUARD SALLES. — Recherches sur la diffusion des ions gazeux. — P. 627.

Quand un gaz ionisé traverse un tube métallique, les ions qui sont contre la paroi ont leurs charges neutralisées par des charges de signes contraires qu'ils induisent sur le métal ; ceci se traduit par un gradient dans la concentration des ions et diffusion de ces derniers vers la paroi. J.-J. Thomson ⁽¹⁾ pense qu'à la diffusion s'ajoute un effet spécifique dû au métal de la paroi. D'après ces expériences préliminaires faites avec un appareil que décrit l'auteur, il ne semble pas y avoir d'anomalies entre les tubes de fer, étain, maillechort, laiton, acier, ce qui exclurait l'effet du métal.

L. DUBREUIL. — Sur le poids atomique de l'argent. — P. 629, 836, 1300.

LEDUC. — P. 972.

HINRICHS. — P. 1302.

M. Dubreuil, généralisant et modifiant la méthode d'Hinrichs, donne pour l'argent : $Ag = 108$. Hinrichs donne aussi $Ag = 108$. M. Leduc s'en tient à $Ag = 107,9$.

PAUL GAUBERT. — Sur une des causes modifiant les formes dominantes des cristaux et sur les solutions solides. — P. 632.

Les cristaux peuvent absorber, pendant leur accroissement, les molécules d'une substance cristallisée ajoutée à l'eau mère ; de plus, les molécules de cette dernière ou d'un liquide miscible avec elle peuvent aussi pénétrer régulièrement dans le cristal. Par suite de cette absorption, les faces dominantes des cristaux peuvent alors changer, et la conception des solutions solides doit être élargie.

MARAGE. — Contribution à l'étude de l'audition. — P. 647.

Les diverses théories émises peuvent se rattacher à deux :

1° Pour Helmholtz et ses disciples, certaines parties du limaçon ne peuvent être influencées que par un seul son de hauteur déterminée ; l'oreille fait l'analyse des sons complexes. Malheureusement le li-

(1) *Conduction of Electricity through gases.*

maçon n'existe pas chez les oiseaux ; de plus, l'hypothèse d'Helmholtz n'est pas confirmée par les expériences de l'auteur sur les Mysis.

2° Pour d'autres, tous les filets nerveux seraient également impressionnables, et ce seraient des centres nerveux différents situés dans le cerveau qui réagiraient différemment. M. Marage montre que cette deuxième théorie est conforme à nos connaissances anatomiques et pathologiques les plus récentes et qu'elle explique facilement les phénomènes que nous observons.

ALBERT NODON. — Perturbations dans la charge terrestre. — P. 654.

La méthode, indiquée par l'auteur ⁽¹⁾, d'étude des variations de la charge superficielle du sol lui a permis de constater, le 2 octobre 1908, des perturbations importantes dans la charge terrestre. Elles ont concorde avec un passage d'activité solaire, avec de forts champs électriques observés au pic du Midi, précédé le cyclone du 2 au 3 octobre à la Guadeloupe et les perturbations magnétiques enregistrées le 3 octobre au Parc Saint-Maur. L'étude des perturbations dans la charge terrestre permettra donc de prévoir les troubles atmosphériques et sismiques.

DE MONTESSUS DE BALLORE. — Variations des latitudes et tremblement de terre. — P. 655.

Les sismologues comme Milne, etc., ont constaté un certain parallélisme entre les maxima et les minima des petites variations de latitude et ceux des nombres annuels de mégaséismes, c'est-à-dire de ces grands tremblements de terre qui s'enregistrent aux sismographes sensibles de toutes les stations. L'auteur montre que ce n'est qu'une coïncidence fortuite.

ANDRÉ BROCHET. — Industrie de la soude électrolytique. Théorie du procédé à la cloche. — P. 674.

On fait arriver dans le voisinage de l'anode une solution salée qui sort de l'appareil après s'être chargée de soude à la cathode. La soude libérée participe à l'électrolyse : les premiers ions OH forment ainsi une couche limite qui tend à se diriger vers l'anode, et, si la vitesse du liquide est égale ou supérieure à celle des ions OH, le rendement

(1) C. R., t. CXLV, 1907.

est théorique. Dans le cas où ces deux vitesses sont égales, cette vitesse est proportionnelle à la mobilité de l'ion OH, proportionnelle à la densité de courant et inversement proportionnelle à la conductivité du liquide ; de même la concentration équivalente du liquide est alors uniquement proportionnelle à la conductivité de l'électrolyte, et inversement proportionnelle à la mobilité de l'ion OH. Elle est indépendante de la densité de courant et de la nature de l'alcali. Il y a intérêt à opérer à chaud.

A. ANGOT. — Enregistrement de perturbations sismiques. — P. 720, 881, 948, 1444

M. Angot signale l'enregistrement, par le sismographe du Parc Saint-Maur, de perturbations sismiques, le 13 octobre, les 6, 11 novembre, 12 et 18 décembre 1908.

G. MALTÉZOS. — Contribution à l'étude des lentilles. — P. 736 et 850.

Le faisceau réfracté sur la face d'entrée d'une lentille donne : 1° un faisceau de rayons ayant subi deux réfractions et qui forme l'image ordinaire ; 2° un faisceau ayant subi deux réfractions et une réflexion ; 3° un faisceau ayant subi deux réfractions et deux réflexions, etc. En particulier, si le faisceau incident est parallèle à l'axe, on a un foyer principal et des foyers secondaires.

L'auteur fait le calcul simple de la distance de ces divers foyers ; il montre que, de la mesure de ces distances, on peut tirer la valeur des rayons de courbure de la lentille. Il montre aussi comment on peut calculer la grandeur des images diverses que la lentille donne d'un objet.

HENRI ABRAHAM. — Monotéléphone de grande sensibilité et à note réglable.
P. 738.

A. BLONDEL. — P. 852.

Le monotéléphone Mercadier est une sorte de téléphone dans lequel, à la place d'une mince feuille de tôle, on emploie comme armature vibrante un fort disque d'acier trempé. L'appareil résonne fortement quand il reçoit des courants ayant la période même des vibrations propres du disque d'acier. L'armature vibrante, dans l'appareil Abraham, est formée par une lamelle de fer qui couvre juste l'électro-aimant. Cette armature est portée par deux fils d'acier ten-

des parallèlement qui la maintiennent à une distance voulue des pôles. L'appareil donne alors nettement un son musical, dont la hauteur varie avec la tension réglable des fils d'acier; pour des courants à l'unisson, la sensibilité est beaucoup plus grande que celle des téléphones ordinaires.

L'appareil Blondel consiste en une étroite lame rectangulaire en tôle de fer d'acier, ou d'un métal quelconque, fixée à une extrémité et munie à son extrémité libre d'une mince plaquette de fer, en regard d'un petit électro parcouru par le courant alternatif. Deux plaquettes qu'une vis sans fin permet de déplacer parallèlement à la lame et qu'un ressort puissant permet de serrer peuvent faire varier la longueur de la lame vibrante jusqu'à résonance. L'appareil, moins sensible que celui de M. Abraham, pourrait servir de fréquence-mètre.

P. VILLARD. — Sur l'induction et la cause probable des aurores polaires.
P. 740.

Expérience et théorie montrant qu'un circuit fermé de forme invariable, partiellement formé par des ions, est le siège d'une force électromotrice induite quand on le fait tourner autour de l'axe d'un aimant, même s'il est invariablement lié à cet aimant. Considérons alors la Terre tournant, avec son atmosphère toujours ionisée, dans son propre champ magnétique. La rotation produit une force électromotrice dirigée de l'équateur vers chacun des pôles, de l'ordre de 100 000 volts. L'atmosphère ionisée constitue un circuit de retour ne donnant pas lieu à une force électromotrice neutralisant la précédente. Comme à une hauteur de l'ordre de 100 kilomètres, la pression est assez basse, une différence de potentiel de 100 000 volts pourra produire une décharge entre deux points situés à une distance d'un quadrant terrestre; les rayons cathodiques s'enrouleront dans le champ terrestre et fourniront la nappe lumineuse qui possède la structure et les propriétés de l'aurore polaire. Quant à la communication qui doit exister entre le sol et la couche atmosphérique siège de décharge, elle est fournie par l'ionisation normale de l'air.

BOIZARD.

**SUR LA PRESSION INTÉRIEURE DES FLUIDES
ET LA LOI DE L'ATTRACTION INTERMOLECULAIRE ;**

Par M. E.-H. AMAGAT (1).

J'ai déjà montré, à plusieurs reprises (2), la difficulté que présente la comparaison et l'interprétation, conforme aux données expérimentales, des deux fonctions auxquelles on a donné le nom de *pression intérieure*. Je présente aujourd'hui une solution de cette difficulté qui, sans exclure, mais en restreignant seulement celle que j'ai déjà proposée, paraît parfaitement satisfaire à l'ensemble des résultats expérimentaux.

1° La première de ces fonctions $\left(T \frac{dp}{dt} - p\right)$ que j'ai désignée par la lettre π est déduite du principe de Carnot et ne présente en elle-même aucune difficulté, mais il n'en est pas de même de la seconde $\frac{\Sigma r\varphi(r)}{3v}$ désignée par π' et déduite de la théorie du viriel.

On arrive à l'expression de π' en partant de la relation :

$$(1) \quad KT = \frac{3}{2}pv + \frac{1}{2}\Sigma r\varphi(r),$$

dans laquelle $\frac{1}{2}\Sigma r\varphi(r)$ est le viriel des forces intérieures, et l'on écrit ensuite cette relation sous la forme :

$$(2) \quad KT = \frac{3}{2}(p + \pi')v,$$

en posant :

$$\pi' = \frac{1}{3} \frac{\Sigma r\varphi(r)}{v}.$$

Ces deux relations, l'interprétation qu'on en donne et l'application qu'on en fait sont-elles absolument légitimes, c'est ce que je vais examiner.

Si, comme je l'ai fait, on applique la relation (2) à une isotherme, on arrive de suite à cette expression de π' facile à calculer numéri-

1) Communication faite à la Société française de Physique ; séance du 21 mai 1909.

2) *J. de Phys.*, 3^e série, t. III, p. 307; 1894 ; p. 353, 1899 ; et 4^e série, t. V, p. 449 1906.

quement et dont j'ai donné les tableaux pour plusieurs gaz :

$$\pi' = \frac{\sum r\varphi(r)}{3v} = \frac{p_0 v_0}{v} - p.$$

Ceci étant, si l'on admet, ainsi qu'on le fait généralement, ce qui du reste paraît parfaitement acceptable dans le cas des distances moléculaires relativement grandes, que l'énergie intramoléculaire ne dépend que de la température, il est facile de montrer qu'on arrive alors à ce résultat que les deux fonctions π et π' sont identiques; on peut, par exemple, mettre l'expression de la quantité élémentaire de chaleur sous la forme :

$$(3) \quad dq = Mdt + A(p + \pi')dv,$$

de laquelle il résulte immédiatement qu'on a :

$$l = A(p + \pi'), \quad \text{d'où} \quad \pi' = T \frac{dp}{dt} - p = \pi.$$

On aurait donc :

$$(4) \quad \frac{p_0 v_0}{v} - p = T \frac{dp}{dt} - p.$$

Or, d'une part, il est facile de voir qu'au degré près d'approximation de la loi $\frac{dp}{dt} = \varphi(v)$, la différence $\frac{p_0 v_0}{v} - T \frac{dp}{dt}$ est de la forme $T\varphi(v)$, puisque $p_0 v_0$ (ordonnée initiale) est proportionnelle à T ; et d'autre part, d'ailleurs, la différence des valeurs numériques des deux fonctions, dans les limites des données expérimentales, peut atteindre des valeurs énormes; nous sommes donc conduits à une contradiction formelle.

2° J'ai déjà fait remarquer qu'on échappait à cette contradiction, si l'énergie intramoléculaire était fonction non seulement de la température, mais encore du volume, dans ce cas, en effet, la relation (3) devrait s'écrire :

$$(5) \quad dq = Mdt + A \left(p + \pi' + \frac{du}{dv} \right) dv,$$

et l'on aurait, non plus $\pi' = \pi$, mais :

$$\pi = \pi' + \frac{du}{dv}.$$

Cependant, ainsi que je l'ai déjà fait remarquer ci-dessus, dans

le cas de grandes distances intermoléculaires, il paraît naturel d'admettre que l'énergie intramoléculaire est fonction de la température seulement. Or, même dans ce cas, la relation (4) est en désaccord avec les données expérimentales ; il est donc naturel de chercher une autre cause à la contradiction à laquelle nous avons été conduits.

3° Or, dans ma dernière Note sur ce sujet, je suis arrivé par les considérations les plus simples, et sans faire aucune hypothèse, à ce résultat : *Si v est le volume actuel d'un fluide, et v' celui qu'il aurait dans les mêmes conditions de température et de pression s'il était gaz parfait, il faudrait pour amener ce fluide, dans l'état parfait du volume v' au volume v qu'il a réellement, faire varier la pression extérieure qu'il supporte d'une quantité dont l'expression est :*

$$\left(\frac{p_0 v_0}{v} - p\right),$$

c'est-à-dire précisément d'une quantité égale à π' et par suite à $\frac{\Sigma r\phi(r)}{3v}$, si les relations (1) et (2) sont légitimes.

Dans les fluides non parfaits, l'imperfection est due à l'existence d'une pression intérieure ; c'est cette pression intérieure qui agit comme le ferait une pression extérieure numériquement égale et dont nous venons de voir que l'expression est précisément $\left(\frac{p_0 v_0}{v} - p\right)$; cette expression correspond donc à toutes les forces intérieures dont le résultat est de produire l'imperfection du fluide et la variation de volume ($v' - v$) ; on peut donc appeler la pression qu'elle représente la *pression intérieure totale*.

Si donc maintenant nous revenons à la relation (1), nous voyons que celle-ci doit contenir le viriel correspondant à toutes les forces desquelles dépend la pression intérieure totale ; or, écrire que ce viriel est $\frac{1}{2} \Sigma r\phi(r)$, ainsi que nous l'avons fait, c'est admettre seulement l'existence des forces intermoléculaires introduites dans le calcul par la considération des forces centrales, mais nous ignorons si d'autres forces n'existent point, dont il faudrait tenir compte ; nous sommes donc conduits ainsi, pour expliquer la contradiction à laquelle nous nous sommes heurtés, à admettre l'existence de nouvelles forces dont la nature sera à déterminer ; le viriel W'' de ces forces devra être introduit dans la relation (1), et, si nous désignons

par π la pression intérieure correspondante qui sera égale à $\frac{2}{3} \frac{W''}{v}$, l'expression de la *pression intérieure totale* que dorénavant, pour éviter toute confusion, nous désignerons par Π' , sera :

$$\Pi' = \frac{p_0 v_0}{v} - p = \frac{\Sigma r \varphi(r)}{3v} + \pi' = \pi' + \pi'',$$

conservant ainsi la notation π' pour la fonction $\frac{\Sigma r \varphi(r)}{3v}$.

Comme, du reste, c'est cette pression intérieure totale, que nous avons montrée ne pouvoir être identique à π , rien ne s'oppose plus maintenant à ce que, dans le cas des grandes distances intermoléculaires, π et π' soient égaux; c'est ce qu'il résulte de la relation (5) quand on y suppose $\frac{du}{dv}$ négligeable, c'est-à-dire par conséquent de la relation (3); comme, en effet, dans cette relation π' n'était autre que $\frac{\Sigma r \varphi(r)}{3v}$, on en tire

$$A \left[p + \frac{\Sigma r \varphi(r)}{3v} \right] = l = AT \frac{dp}{dt},$$

d'où

$$\frac{\Sigma r \varphi(r)}{3v} = T \frac{dp}{dt} - p = \pi.$$

Ceci suppose, comme on le voit, que les nouvelles forces introduites n'apportent point de terme nouveau dans la relation (5) à la place du terme $\frac{du}{dv}$ supprimé, c'est-à-dire que la relation (3) subsiste; les nouvelles forces dont nous aurons à déterminer ultérieurement la nature devront donc satisfaire à cette condition.

4° Ainsi, dans le cas de distances intermoléculaires assez grandes pour qu'on puisse négliger $\frac{du}{dv}$ les valeurs de π ne dépendent que des distances intermoléculaires, soit de la distance intermoléculaire moyenne et, par suite, du volume; on est donc tout naturellement conduit à se demander si, dans ces conditions, les valeurs de π ne pourraient être représentées par une fonction simple du volume, si, par exemple, elles ne satisferaient pas à une relation de la forme :

$$\frac{\pi}{\pi_1} = \left(\frac{v_1}{v} \right)^x (a).$$

S'il en était ainsi, α devrait rester constant jusque pour une certaine valeur de π à partir de laquelle il commencerait à diminuer puisqu'il doit s'annuler et changer de signe pour le maximum de π . Or, c'est précisément ce qui arrive; il suffit pour le montrer de calculer les valeurs de α de proche en proche, ce qui ne présente aucune difficulté.

Malheureusement, les Tableaux que j'ai donnés pour les différents gaz partent de 50 atmosphères pour l'acide carbonique et l'éthylène et de 100 atmosphères pour les autres gaz; entre ces limites et les pressions voisines de la pression normale les données expérimentales font défaut; mais, comme les maxima de π n'ont lieu que pour des pressions assez fortes, on peut encore constater la constance de la valeur de α dans des limites étendues de pression; du reste, si l'on calcule ces valeurs pour des pressions voisines de la pression normale, on retrouve le même résultat qu'aux fortes pressions précédant le maximum de π ; α reste donc bien constant, depuis la pression normale et vraisemblablement depuis des pressions beaucoup plus faibles jusqu'aux limites que nous venons d'indiquer; cette valeur constante est indépendante de la température, puisque π ne dépend que du volume; enfin il est le même pour tous les corps et égal à 2.

P atm.	Azote à 0°				Air à 0°	
	π	Π'	α	α'	π	α
1...	+ 0,0025		+ 1,99	+ 2,00	+ 2,00?	+ 2,00?
3...	+ 0,02262					
50...			+ 2,00			
100...	+ 26	+ 0,9	+ 1,95	+ 4,95	+ 26,1	+ 2,07
200...	+ 92	— 7,5	+ 2,05	+ 4,30	+ 102	+ 1,96
300...	+ 176	— 36	+ 1,88	+ 4,37	+ 191	+ 1,93
400...	+ 250	— 82	+ 1,84	+ 4,33	+ 274	+ 1,76
500...	+ 313	— 140	+ 1,99	+ 4,42	+ 342	+ 1,45
600...	+ 374	— 206	+ 1,89	+ 4,91	+ 390	+ 1,40
700...	+ 426	— 279	+ 1,67	+ 4,51	+ 429	+ 1,40
800...	+ 468	— 355	+ 1,26	+ 4,35	+ 462	+ 1,35
900...	+ 495	— 435	+ 0,87	+ 4,62	+ 492	+ 1,13
1 000...	+ 512	— 517	+ 0,60	+ 4,69	+ 512	+ 0,25
1 200...	+ 531	— 686	+ 0,25	+ 4,61	+ 520	— 1,06
1 400...	+ 538	— 860	+ 0,00	+ 4,58	+ 483	
1 600...	+ 538	— 1 038	— 0,22	+ 4,19		— 2,55
1 800...	+ 534	— 1 217	— 0,81	+ 4,74	+ 421	— 3,03
2 000...	+ 521	— 1 399	— 1,71	+ 4,67	+ 385	— 4,70
2 200...	+ 498	— 1 583	— 3,02	+ 4,85	+ 339	— 5,88
2 400...	+ 465	— 1 768	— 4,63	+ 5,20	+ 299	
2 600...	+ 425	— 1 956				

P atm.	Oxygène à 0°		Acide carbonique à 50°			
	π	x	π	Π'	x'	x'
1..	+ 0,00273					
3..	+ 0,02457	+ 1,97			+ 2,00	+ 2,00
50..		+ 2,02	+ 30,75	+ 14,3		
100..	+ 34,3		+ 352	+ 141	+ 1,85	+ 1,73
200..	+ 135	+ 1,94	+ 1366	+ 273	+ 2,00	+ 0,98
300..	+ 271	+ 1,97	+ 1751	+ 225	+ 2,38	— 1,87
400..	+ 398	+ 1,95	+ 2000	+ 156	+ 2,30	— 6,36
500..	+ 510	+ 1,92	+ 2214	+ 79,4	+ 2,43	— 16,2
600..	+ 608	+ 2,04	+ 2364	— 1,7	+ 2,04	
700..		+ 1,90	+ 2476	— 86	+ 1,85	+ 157
800..	+ 735		+ 2582	— 173	+ 1,97	+ 32,8
900..		+ 1,97	+ 2717	— 260	+ 2,5?	+ 28,4
1 000..	+ 860		+ 2843	— 348	+ 2,3?	+ 14,8
1 200..	+ 990	+ 2,25				
1 400..	+ 1 200	+ 2,20				
1 600..						
1 800..		+ 1,80				
2 000..	+ 1 340					
2 200..		+ 0,93				
2 400..	+ 1 400					
2 700..	+ 1 350	— 1,22				

Le Tableau ci-dessus donne la valeur de x pour l'azote, l'air et l'oxygène à zéro et pour l'acide carbonique à 50°; on voit que, jusqu'au moment où elles commencent à diminuer, ces valeurs oscillent autour de 2, les écarts étant en général de l'ordre de grandeur des erreurs pouvant provenir des données expérimentales, car la moindre variation dans la valeur de dp conduit à des différences considérables dans la valeur de π et par suite dans celle de x .

Voici maintenant un Tableau des valeurs de x pour des pressions voisines de la pression normale; elles ont été obtenues au moyen de données expérimentales dues à M. A. Leduc; elles témoignent de l'exactitude remarquable de ces données, surtout si l'on tient compte des limites de pression :

	Entre 1 atm. et 2 atm.	Entre 2 atm. et 3 atm.	Entre 1 atm. et 3 atm.
Hydrogène.....	»	»	2,00
Azote.....	1,99	2,00	1,99
Oxygène.....	2,00	1,99	1,99
Acide carbonique	2,04	2,04	2,04
Éthylène	2,01	2,08	2,04
Ammoniaque	2,02	2,00	2,02

Nous sommes conduits à énoncer la loi suivante dont l'exactitude ne peut faire aucun doute : *A partir d'une distance intermoléculaire moyenne suffisamment grande et pour les valeurs plus grandes de*

celle-ci, les valeurs de la fonction π sont en raison inverse des carrés des volumes.

5° La fonction Π' est de la forme $f(v) + T\psi(v)$; mais pour une température donnée, le volume diminuant, elle croît, passe par un maximum et devient négative comme π .

Si, appliquant à Π' une relation analogue à (a), on détermine les valeurs successives de l'exposant correspondant α , celui-ci passera par des variations analogues à celles de α , le volume variant; on en suit mieux l'évolution (voir le premier Tableau), parce que Π' s'annule beaucoup plus rapidement que π . On voit que α' , après avoir changé de signe pour le maximum de la fonction Π' , redevient positif en passant par l'infini quand cette fonction s'annule.

Si l'on fait le rapport de Π' à π pour des volumes de plus en plus grands ou des pressions de plus en plus petites, ce rapport, ainsi que le montre le Tableau qui suit, tend à devenir constant: par suite, α' tend à devenir égal à α ; c'est en effet ce que montre le même Tableau:

atmosphères	Acide carbonique				Éthylène			
	π	Π'	$\frac{\pi}{\Pi'}$	α'	π	Π'	$\frac{\pi}{\Pi'}$	α'
1	0,17000	0,00666	2,553	2,01	0,02029	0,0666	3,045	2,06
2	0,07098	0,02726	2,603	2,03	0,08332	0,02726	3,053	2,07
3	0,16461	0,06267	2,627		0,19779	0,06267	3,156	

Les données expérimentales relatives à l'acide carbonique dues à M. P. Chappuis permettent de calculer pour ce gaz les valeurs de α' de 10 centimètres en 10 centimètres de mercure entre 60 centimètres et 130 centimètres à zéro, et directement entre 60 centimètres et 130 centimètres à 40° et à 100°.

On trouve les valeurs suivantes qui montrent assez la haute valeur expérimentale des données de M. Chappuis:

A zéro...	Entre						
	60 ^{cm} et 70 ^{cm}	70 ^{cm} et 80 ^{cm}	80 ^{cm} et 90 ^{cm}	90 ^{cm} et 100 ^{cm}	100 ^{cm} et 110 ^{cm}	110 ^{cm} et 120 ^{cm}	120 ^{cm} et 130 ^{cm}
	2,010	1,996	1,987	1,994	1,979	1,987	2,045
			à zéro	à 40°	à 100°		
	Entre 60 ^{cm} et 130 ^{cm}			1,996	1,997	1,998	

On remarquera que α' n'atteint la valeur 2 que pour des volumes infiniment plus grands que ceux pour lesquels α atteint la même valeur.

6° Revenons maintenant à la fonction π ; de son expression $\frac{\Sigma r\varphi(r)}{3v}$ et de la valeur (2) de x , on déduit de suite, par le cas des grandes distances, la loi d'attraction intermoléculaire en supposant celle-ci de la forme $\frac{k}{r^n}$.

Nous avons, en effet, en ne tenant compte que des dimensions : d'une part,

$$\pi = \frac{\Sigma r\varphi(r)}{3v} = \frac{a\varphi(r)}{r^2},$$

et d'autre part,

$$\pi = \frac{b}{v^2} = \frac{c}{r^6},$$

a , b et c étant des constantes, et par suite enfin :

$$\varphi(r) = \frac{K}{r^4}.$$

Nous arrivons donc à ce résultat que : *L'attraction intermoléculaire est en raison inverse de la quatrième puissance de la distance.*

7° Il nous reste maintenant à chercher la nature des forces dont nous avons été conduits à admettre l'existence et desquelles dépend la pression π'' , nous allons donc commencer par faire l'étude de cette fonction.

Il résulte de considérations exposées ci-dessus que la pression intérieure totale $\Pi' = \frac{p_0 v_0}{v} - p$ peut être considérée comme la somme de deux pressions dont la première π ou $T \frac{dp}{dt} - p$ se réduit à $\frac{\Sigma r\varphi(r)}{3v}$ dans le cas des grandes distances intermoléculaires, et la seconde π'' a pour valeur

$$(4) \quad \pi'' = \Pi' - \pi = \frac{p_0 v_0}{v} - T \frac{dp}{dt}.$$

Le calcul numérique des valeurs de π'' montre que pour tous les gaz, et contrairement à ce qui a lieu pour π et Π' , cette fonction ne change jamais de signe; pour une température donnée, ses valeurs, toujours négatives, croissent indéfiniment quand le volume diminue.

Remarquons maintenant qu'au degré près d'approximation de la loi

$$\frac{dp}{dt} = \varphi(v), \pi'' \text{ peut s'écrire}$$

$$\pi'' = \frac{p_0 v_0}{v} - T \frac{dp}{dt} = T \left(\frac{1}{273v} - \frac{dp}{dt} \right) = Tf(v) \quad (1);$$

ainsi, sous volume constant, π'' est proportionnel à la température absolue. Comme du reste il est toujours négatif et qu'on a :

$$\Pi' = \pi + \pi'',$$

π'' agit à l'encontre de l'attraction moléculaire et de la pression extérieure, tendant par suite à accroître le volume ; or, c'est précisément ce qui arriverait si un fluide parfait remplissait le volume intermoléculaire ; nous sommes donc tout naturellement conduit à l'hypothèse d'un pareil fluide et par suite à chercher si celui-ci suit la loi de Mariotte ; s'il en est ainsi, nous devons avoir à température constante :

$$(a) \quad \pi''(v - \epsilon) = \pi''_1(v_1 - \epsilon) = \pi''_2(v_2 - \epsilon) = \dots,$$

ϵ étant le volume des molécules et $(v - \epsilon)$, $(v_1 - \epsilon)$, $(v_2 - \epsilon)$,... les volumes occupés par le fluide hypothétique sous les pressions π'' , π''_1 , π''_2 , ... Si donc nous calculons par la relation précédente de proche en proche les valeurs successives de ϵ , nous devons trouver une valeur constante. Les résultats de ce calcul, pour l'azote à zéro, sont consignés au Tableau ci-contre (colonne ϵ) ; les volumes successifs correspondent aux pressions extérieures inscrites à la colonne P.

On voit que la valeur de ϵ , le volume diminuant, diminue aussi jusque sous une pression de 1.600 atmosphères environ, à partir de laquelle elle reste très sensiblement constante ; ses oscillations autour d'une valeur moyenne égale à 0,001125 sont évidemment attribuables aux erreurs expérimentales. Dorénavant je désignerai par α cette valeur limite de ϵ ou covolume. Comme du reste π'' est de la forme $T\varphi(v)$, la valeur de α sera indépendante de la température, ce qui devait être.

(1) Remplacer ici $p_0 v_0$ par $\frac{T}{273}$ comporte une erreur de l'ordre de grandeur de l'écart de la loi de Mariotte entre les pressions infiniment petites et la pression normale, ce qui n'entraîne surtout, pour les calculs relatifs aux fortes pressions, qu'une erreur relativement négligeable.

Si, après avoir déterminé la valeur numérique de α , on pose :

$$\frac{\pi''}{\pi_1''} \left(\frac{v_1 - \alpha}{v - \alpha} \right)^{x''_{\alpha}},$$

on devra trouver, en faisant de proche en proche le calcul de x''_{α} , une valeur constante et égale à l'unité à partir du volume pour laquelle la loi de Mariotte commence à être suivie; pour les valeurs plus grandes du volume, le Tableau montre que les valeurs successives de x''_{α} croissent avec lui; je reviendrai plus loin sur ce point (1).

Azote à 0°

P	π	π'	π''	x	x'	x''	x''_{α}	t
atm.	atm.	atm.	atm.					
1...	0,0025	0,00040	-0,0021	2,00	2,00	2,00	2,00	
100...	26	+ 0,9	- 25,1	1,98				0,00982
200...	92	- 7,5	- 99,5	1,95	4,95	2,14	1,83	0,00345
300...	176	- 3,6	- 212	2,05	4,30	2,39	1,79	0,00254
400...	250	- 82	- 332	1,88	4,37	2,40	1,63	0,00200
500...	313	- 140	- 453	1,84	4,33	2,51	1,50	0,00179
600...	374	- 206	- 577	1,99	4,42	2,71	1,64	0,00168
700...	426	- 279	- 692	1,89	4,91	2,64	1,47	0,00153
800...	468	- 355	- 811	1,67	4,51	2,47	1,50	0,00151
900...	495	- 435	- 921	1,26	4,35	2,89	1,42	0,00144
1 000...	512	- 517	-1 029	0,87	4,62	2,88	1,25	0,00137
1 100...	523	- 601	-1 123	0,67	4,75	2,76	1,26	0,00129
1 200...	531	- 686	-1 217	0,52	4,64	2,76	1,22	0,00126
1 300...	536	- 773	-1 311	0,35	4,63	2,71	1,23	0,00125
1 400...	538	- 860	-1 399	0,16	4,62	2,80	1,13	0,00120
1 500...	539	- 949	-1 488	0,01	4,57	2,86	1,14	0,00120
1 600...	538	-1 038	-1 575	-0,01	4,60	2,91	1,13	0,00118
1 700...	537	-1 127	-1 663	-0,10	4,20	2,85	1,08	0,00114
1 800...	534	-1 217	-1 751	-0,33	4,18	2,92	1,06	0,00114
1 900...	528	-1 308	-1 834	-0,74	4,98	3,05	1,07	0,00115
2 000...	521	-1 399	-1 915	-0,89	4,51	2,90	1,00	0,00114
2 100...	504	-1 491	-1 995	-1,42	4,68	2,99	1,00	0,00113
2 200...	498	-1 583	-2 075	-2,00	4,65	3,07	1,99	0,00110
2 300...	482	-1 675	-2 155	-2,77	4,79	3,26	1,01	0,00114
2 400...	465	-1 768	-2 234	-3,27	4,91	3,28	1,08	0,00111
2 500...	446	-1 862	-2 308	-4,24	5,30	3,31	1,00	0,00110
2 600...	425	-1 956	-2 382	-5,03	5,07	3,28	1,03	0,00109
2 700...								0,00110

8° Revenons maintenant à la variation de π'' avec la température

(1) Comme x et x' tendent vers 2, pour les volumes de plus en plus grands, il doit évidemment en être de même pour x'' tiré de $\frac{\pi''}{\pi_1''} = \left(\frac{v_1}{v} \right)^{x''}$; cela résulte de (1) : par suite encore, il doit en être de même pour x''_{α} , l'influence du covolume étant d'autant moindre que le volume est plus grand.

sous volume constant ; on tire de (1) dans ces conditions.

$$\frac{d\pi''}{dt} = \frac{1}{273v} - \frac{dp}{dt};$$

d'autre part, si le fluide hypothétique se conduit comme gaz parfait, on doit avoir :

$$(\pi''v - \alpha) = RT;$$

par suite, puisque R dans ce cas est égal à $\frac{1}{273}$,

$$\frac{d\pi''}{dt} = \frac{1}{273(v - \alpha)},$$

d'où enfin

$$\frac{1}{273v} - \frac{dp}{dt} = \frac{1}{273(v - \alpha)}.$$

Le Tableau suivant relatif à l'azote montre que le rapport des valeurs des deux membres de cette égalité tend vers l'unité, au fur et à mesure qu'on se rapproche du volume pour lequel α , ayant atteint sa valeur limite α , la loi de Mariotte est observée. Le fluide hypothétique se conduit alors, sous tous les rapports, absolument comme le ferait un gaz parfait.

P	Azote à zéro		Rapport des deux expressions
	$\frac{dp}{dt} - \frac{1}{273v}$	$\frac{1}{273(v - \alpha)}$	
1 atm.			
1	0,000009	0,00366	0,0025
100	0,128	0,417	0,307
200	0,361	0,900	0,401
300	0,776	1,377	0,536
500	1,674	2,213	0,756
1 000	3,768	3,879	0,971
1 500	5,449	5,266	1,035
2 000	7,028	6,803	1,031
2 600	8,715	8,562	1,018

Pour des pressions plus faibles, au fur et à mesure que le volume devient de plus en plus grand, le rapport de la première expression à la seconde devient de plus en plus petit ; π'' continue toujours, sous volume constant, à être proportionnel à T, mais le coefficient de proportionnalité devient de plus en plus inférieur à ce qu'il serait pour un gaz parfait.

9° Tous ces résultats s'expliquent facilement, si l'on complète comme il convient, l'hypothèse faite plus haut.

Le fluide idéal hypothétique, un éther compressible si l'on veut, serait d'une subtilité infiniment grande; les parois des vases seraient perméables pour lui, on ne pourrait l'y comprimer; il faut donc qu'il soit retenu par la matière, et l'hypothèse la plus vraisemblable est qu'il formerait de petites atmosphères de densité décroissante depuis la partie centrale autour de chaque groupement moléculaire.

On conçoit bien que l'ensemble d'un fluide ainsi constitué puisse, quoique non homogène, transmettre aux parois une pression proportionnelle à la température absolue, à volume constant, mais avec un coefficient de proportionnalité affaibli par la dégradation des atmosphères, ainsi que cela a lieu. Il serait beaucoup plus difficile de comprendre comment, dans ces conditions, la loi de Mariotte pourrait être suivie, et en effet nous avons vu qu'elle ne l'est pas; mais, le volume devenant de plus en plus petit, les atmosphères se pénétrant tendent à former un ensemble de plus en plus homogène et dont la loi de compression, par suite, se rapproche de plus en plus de la loi de Mariotte; cette loi finira par être observée à partir d'un volume suffisamment petit, et c'est bien en effet ce qui arrive, ainsi que nous l'avons vu.

Au contraire, pour des volumes de plus en plus grands, il est facile de voir que les valeurs du covolume ε tirées de la relation

$$\pi''(v - \varepsilon) = \pi_1''(v_1 - \varepsilon)$$

ne peuvent que croître; dans ces conditions, en effet, ε finit par devenir l'expression purement algébrique de la valeur que devrait avoir le covolume pour rendre l'espace intermoléculaire assez petit et, par suite le fluide idéal assez homogène, pour que la loi de Mariotte soit observée; ε ne peut donc qu'augmenter avec le volume. C'est bien aussi ce qui a lieu, ainsi que nous le savons.

Enfin, il est facile de voir qu'à cet accroissement de volume doit correspondre aussi un accroissement de la valeur de α'' ; supposons, en effet, que dans la relation précédente on ait $\pi_1'' > \pi''$ et, par suite, $v > v_1$.

La fraction $\frac{v}{v_1}$ étant plus grande que l'unité et ε étant forcément plus grand que α , on a :

$$\frac{v - \varepsilon}{v_1 - \varepsilon} > \frac{v - \alpha}{v_1 - \alpha} > \frac{v}{v_1}$$

et, par suite, si l'on pose :

$$\frac{\pi''}{\pi'} = \left(\frac{v - \varepsilon}{v_1 - \varepsilon} \right)^{x'_1} = \left(\frac{v_1 - \alpha}{v - \alpha} \right)^{x''_\alpha} = \left(\frac{v}{v_1} \right)^{x''}$$

on aura, en remarquant que x''_α est évidemment égale à l'unité, $x'' > x''_\alpha > 1$. C'est bien ce que montrent les Tableaux.

Des calculs analogues répétés avec l'acide carbonique, l'éthylène, l'oxygène et l'air ont conduit aux mêmes conclusions.

Enfin, j'ai cru intéressant d'étudier un liquide proprement dit, j'ai choisi l'éther ordinaire ; les résultats relatifs à ce corps entre 50 atmosphères et 3.000 atmosphères et à la température de zéro sont consignés au Tableau qui suit :

Ether ordinaire à 0°									
P	π	Π'	π''	x	x'	x''	x''_α	ε	
atm.	atm.	atm.	atm.						
1.....	2 729	225,1	-2 504	2,02	- 32,7	4,75	1,56	0,786	
50.....	2 769	177,8	-2 591	1,33	- 47,4	4,18	1,45	0,753	
100.....	2 794	129,3	-2 665	1,04	-113,7	3,92	1,33	0,730	
200.....	2 830	32,1	-2 798						
				0,53	$\left[\begin{matrix} -\infty \\ +\infty \end{matrix} \right]$	3,92	1,30	0,720	
300.....	2 845	- 65,5	-2 910	0,52	+ 95,6	3,88	1,26	0,713	
400.....	2 860	- 163,2	-3 023	0,26	+ 53,8	3,62	1,24	0,705	
500.....	2 866	- 261,1	-3 127	0,12	+ 39,3	3,97	1,24	0,705	
600.....	2 870	- 359,1	-3 229	-0,28	+ 38,2	3,61	1,11	0,675	
700.....	2 863	- 457,3	-3 320	-0,89	+ 36,5	3,36	1,01	0,652	
800.....	2 845	- 455,6	-3 400	-0,93	+ 12,1	3,41	1,01	0,655	
900.....	2 827	- 453,0	-3 280	-1,63	+ 22,2	3,29	0,96	0,638	
1 000.....	2 802	- 752	-3 554	-1,26	+ 20,8	3,46	1,00	0,647	
1 100.....	2 777	- 851	-3 628	-1,65	+ 19,1	3,44	1,00	0,642	
1 200.....	2 750	- 950	-3 700	-1,76	+ 18,1	3,55	0,99	0,647	
1 300.....	2 724	-1 048	-3 772	-1,80	+ 17,5	3,69	1,02	0,653	
1 400.....	2 698	-1 147	-3 845	-2,19	+ 16,3	3,69	1,01	0,648	
1 500.....	2 669	-1 246	-3 915	-2,20	+ 15,5	3,50	0,94	0,635	
1 600.....	2 640	-1 344	-3 984	-2,10	+ 14,9	3,79	0,95	0,648	
1 700.....	2 613	-1 443	-4 056	-2,22	+ 14,5	3,89	1,04	0,652	
1 800.....	2 587	-1 542	-4 129	-2,83	+ 14,3	3,71	0,96	0,653	
1 900.....	2 555	-1 641	-4 196	-2,69	+ 13,8	3,87	0,99	0,634	
2 000.....	2 526	-1 740	-4 266	-2,56	+ 14,1	3,79	0,96	0,637	
2 100.....	2 491	-1 839	-4 330	-2,35	+ 13,6	3,89	0,97	0,638	
2 200.....	2 468	-1 940	-4 408	-3,18	+ 13,3	4,85	1,19	0,669	
2 300.....	2 439	-2 038	-4 476	-3,51	+ 12,6	3,99	0,97	0,657	
2 400.....	2 407	-2 136	-4 543	-3,62	+ 12,9	4,26	1,03	0,654	
2 500.....	2 377	-2 235	-4 512	-3,76	+ 12,9	4,35	1,03	0,654	
2 600.....	2 347	-2 334	-4 681	-4,13	+ 12,5	4,33	1,02	0,649	
2 700.....	2 315	-2 433	-4 748	-4,29	+ 12,5	4,42	1,03	0,656	
2 800.....	2 284	-2 532	-4 816	-5,16	+ 12,9	4,48	1,00	0,647	
2 900.....	2 249	-2 631	-4 880	-5,39	+ 12,0	4,08	0,97	0,644	
3 000.....	2 212	-2 730	-4 942						

On voit que le fluide hypothétique y suit la loi de Mariotte depuis

800 atmosphères environ jusqu'à la limite supérieure des pressions la moyenne trouvée pour le covolume α est 0,6482. Ce chiffre se rapporte à la masse occupant à l'état liquide un volume égal à l'unité à zéro sous la pression normale,

10° Nous avons vu que les nouvelles forces dont le viriel devait être introduit dans la relation (1) de la précédente Note (*loc. cit.*, n° 3) ne doivent introduire aucun terme nouveau à la place de $\frac{du}{dv}$; voyons si π'' satisfait à cette condition. Pour cela, remarquons que, dans le cas spécifié, les seuls travaux autres que $(p + \pi') dv$, qui peuvent figurer dans le terme ldv , sont: celui provenant des actions qui peuvent s'exercer entre les molécules et leurs atmosphères, et celui qui résulterait de la pression intérieure du fluide qui constitue ces atmosphères; or, d'une part, cette pression intérieure est nulle, le fluide étant parfait; et quant au premier travail, il est facile de voir qu'il doit devenir de plus en plus petit en même temps que $\frac{du}{dv}$, ce qui, du reste, s'accorde parfaitement avec le fait de la diminution du coefficient de proportionnalité relatif à l'accroissement de pression avec la température sous volume constant.

On voit que finalement le terme ldv ne contiendra, dans le cas des grandes distances intermoléculaires, outre $(p + \pi') dv$, que des termes très petits; ces termes peuvent être de l'ordre de grandeur des écarts de la loi $\frac{dp}{dt} = \varphi(v)$; ils ne seraient pas de nature à masquer cette loi ni les autres lois principales, et pourraient en expliquer les perturbations.

11° Revenons maintenant à l'expression de la force intermoléculaire $\frac{K}{r^i}$.

Si les propriétés de la masse mécanique sont conservées ici, si les groupements sont ce qu'on se les figure généralement, s'il n'y a lieu de considérer que des forces $\varphi(r)$ s'exerçant entre les centres de tels groupements, tous identiques et constituant les molécules (ce qui précède ne suppose aucune hypothèse à cet égard), K devra être proportionnel au carré de la masse moléculaire, et il est facile de voir qu'il en sera de même de $\frac{\sum r\varphi(r)}{3v}$.

Ceci étant, comparons les divers fluides à l'état de gaz suffisam-

ment parfaits, pris sous même volume et dans les mêmes conditions de pression et de température ; si pour chacun d'eux le nombre des molécules est le même, ainsi qu'on l'admet, le nombre des termes de la sommation $\Sigma r\varphi(r)$ sera le même (nombre de combinaisons des molécules deux à deux) et les valeurs de π , qui dans ce cas se réduisent à π' , devront être dans le rapport des carrés des poids moléculaires. Si l'on compare d'abord les gaz simples : hydrogène, azote, oxygène, chlore, les valeurs correspondantes de π' : 2,7 — 24,6 — 27,3 — 459, sont loin d'être dans le rapport en question ; mais on peut remarquer que leurs valeurs croissent dans le même ordre que les poids moléculaires ; si maintenant nous comparons les gaz simples et les gaz composés, cette remarque ne se vérifie même plus, les valeurs de π' sont beaucoup trop fortes pour les gaz composés. Or, il est facile de montrer (tout au moins dans le cas de groupements identiques qu'on fractionne en un même nombre de parties) qu'à masse égale la valeur de π' croît avec le nombre de termes de la sommation ; on peut donc se demander si la sommation réelle ne correspond pas à des groupements différents de ceux que nous avons supposés, ce qui évidemment changerait le rapport des valeurs de π' pour les divers fluides. On voit par là l'intérêt qu'il y aurait à examiner le cas des fluides dont la molécule est considérée comme monoatomique, et par suite d'entreprendre l'étude expérimentale de ces gaz aux pressions inférieures, par exemple au voisinage de la pression normale ainsi que l'a fait M. A. Leduc pour un grand nombre de gaz et notamment pour ceux dont il a été question plus haut.

RECHERCHES SUR LES RÉSIDUS DIÉLECTRIQUES ;

Par M. Louis MALCLÈS.

Nous avons traité expérimentalement le cas d'une lame diélectrique placée entre les armatures d'un condensateur mais ne touchant pas les armatures.

Ce cas fut étudié avec détail par Gauguain (1). Les résultats ne

(1) GAUGUAIN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 4^e série, t. II, p. 264.

peuvent s'interpréter ici par l'hypothèse de pénétration. Des charges résiduelles se meuvent lentement dans le diélectrique et semblent obéir à une faible conductibilité; mais la distribution n'atteint son terme final qu'au bout d'un temps souvent fort long et ce terme n'a pas toujours la valeur prévue dans l'hypothèse d'une conduction. La densité superficielle sur les faces de la lame isolante demeure généralement inférieure à la valeur théorique. Gaugain l'a constaté par l'étude comparative des distributions sur des lames isolantes et métalliques.

Dès nos premières expériences sur cette question, nous avons été arrêté par des effets parasites parfois assez intenses pour masquer le phénomène essentiel et en renverser même le sens. Aussi avons-nous jugé nécessaire d'observer d'abord ces effets parasites et de nous garantir ensuite contre eux.

Nous ne donnerons, au sujet de ces effets parasites, qu'un rapide résumé de nos expériences, l'objet de cet article étant surtout l'exposé de nos mesures quantitatives.

1° Dans certaines circonstances les effets parasites sur une lame diélectrique peuvent provenir des ions de l'air, ceci nous est apparu au cours d'expériences faites, dès l'année 1903, en collaboration de M. Crémieu. Nous nous proposons d'examiner une anomalie d'influence rencontrée par ce physicien dans ses recherches sur la convection électrique. Quand on dispose une lame de mica au-dessus d'un plateau métallique maintenu à un potentiel constant, les charges induites sur un plan d'épreuve placé au-dessus du diélectrique diminuent avec le temps; de plus la lame diélectrique accuse une électrisation croissante et contraire à celle du plateau inducteur. M. Langevin⁽¹⁾ nous fit remarquer que ces charges parasites provenaient des ions de l'air. En effet, sous l'action du champ les ions gazeux, de signe contraire à la charge influençante, sont attirés vers le plateau et interceptés par la lame diélectrique. Par leur présence sur la lame isolante ils tendent à diminuer l'intensité du champ et à neutraliser l'action du plateau métallique.

2° Une autre cause d'erreur provient de la facilité avec laquelle une lame diélectrique, telle que le mica, le verre, l'ébonite, acquiert des propriétés conductrices superficielles sous l'action des poussières, de l'humidité, des agents chimiques. C'est ainsi qu'ayant réalisé

(1) LANGEVIN, *Bulletin des séances de la Société de Physique*, année 1904, p. 67.

tout d'abord un dispositif électrométrique pour la mesure précise des charges résiduelles sur une lame d'ébonite, nous avons constaté que, tant que la surface de l'ébonite est à l'abri des actions extérieures, les résultats numériques obéissent à des variations systématiques et en particulier à la loi de proportionnalité de l'effet au voltage; mais dès que l'on modifie l'état de la surface par une action mécanique ou par un simple lavage à l'eau, l'alcool ou la paraffine bouillante, le phénomène prend une toute autre physionomie. En particulier, l'opération du paraffinage, comme nous nous en sommes assuré par de nombreuses expériences, supprime toute conductibilité superficielle et ne laisse subsister que l'effet interne.

3° L'heureux résultat atteint par cette opération du paraffinage tient aux qualités exceptionnelles de la paraffine et surtout à une variété de paraffine dure, extraite de l'ozokérite et fusible à 72°. Cette substance est, en effet, exempte de tout résidu, c'est-à-dire que la charge d'un condensateur à paraffine demeure parfaitement constante. Les charges développées à la surface d'un bloc de paraffine sont, en outre, dépourvues de toute mobilité; elles résistent à l'entraînement des champs les plus puissants. En un mot, la paraffine dure est douée d'une parfaite *stabilité diélectrique* et se comporte pratiquement comme au diélectrique théorique. Aussi avons-nous songé à étudier les autres diélectriques, plus ou moins entachés de résidus, au sein de cette substance; nous avons évité ainsi les dangers d'une exposition à l'air et les effets de la conductibilité superficielle. La lame diélectrique recouverte d'une couche de paraffine devient une sorte de *cellule à noyau résiduel* et à enveloppe imperméable à l'électricité. Placée entre les deux plateaux d'un condensateur, une telle cellule ne laisse subsister comme résidu que les manifestations internes du noyau. Dans le cas où ce noyau est une nappe liquide isolante, les résultats deviennent alors très simples et la cellule peut être considérée comme le type élémentaire du diélectrique à résidu.

Nous allons exposer ici les résultats quantitatifs obtenus sur ces cellules.

I. — DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL.

Pour la mesure des charges induites à travers le diélectrique, nous avons adopté une méthode de compensation basée sur l'emploi d'une capacité auxiliaire en relation avec une source de potentiel antago-

niste, nous avons mesuré, en valeur absolue, à l'aide de cette capacité, les charges instantanées ou résiduelles dans le condensateur plan.

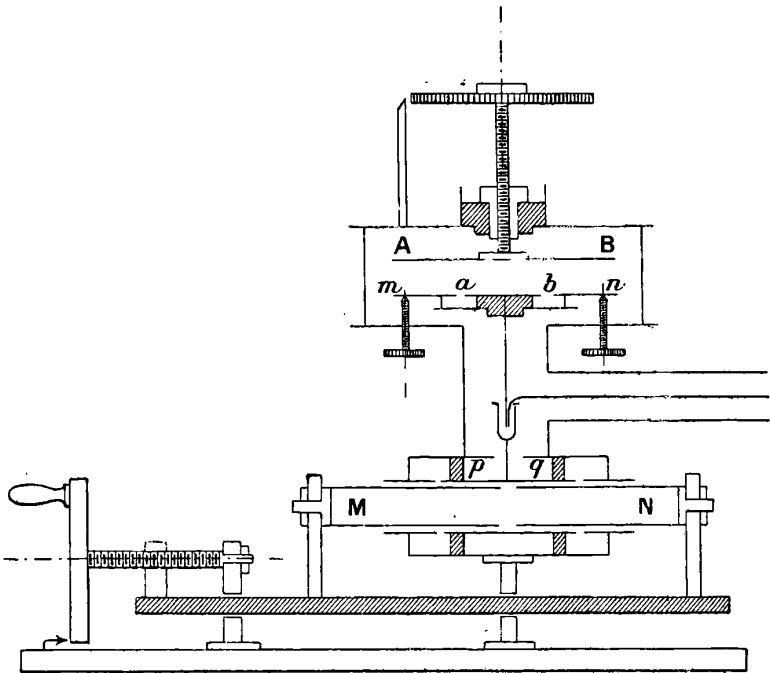


FIG. 1.

L'armature AB du condensateur plan (fig. 1) est à un potentiel constant V , l'armature opposée ab munie d'un anneau de garde est en relation avec le cylindre pq du condensateur. Les autres armatures M et N sont deux cylindres braqués l'un sur l'autre et soutenus par des montures isolantes; ils sont chargés l'un à $+V$ l'autre à $-V$ et peuvent être entraînés solidairement par un chariot muni d'une vis micrométrique et d'un tambour. Quand M et N sont symétriquement disposés par rapport à pq , l'induction totale sur pq est nulle et l'électromètre en relation avec pq conserve son zéro. Mais si l'on déplace le chariot d'une quantité Δ par rapport à la position que nous venons de définir, la charge totale sur pq est positive ou négative, suivant le signe du Δ . L'expérience consiste à trouver la valeur de Δ susceptible d'annuler la charge du condensateur plan. Un calcul très

simple indique que l'on a alors :

$$(1) \quad \frac{S_0}{4\pi \frac{e}{K}} = 2C_0\Delta.$$

S_0 étant l'aire de ab ;

e l'intervalle des deux armatures du condensateur plan ;

K la constante du diélectrique ;

C_0 la capacité par unité de longueur du condensateur cylindrique.

L'emploi de cette formule suppose que les potentiels $+V$ et $-V$ sont rigoureusement égaux et de signe contraire, ce qui a été toujours réalisé, et de plus que les charges de la région non radiale dans le condensateur se neutralisent constamment, ce qui a lieu entre des limites déterminées de Δ (sensiblement ± 30 millimètres), grâce à la forme particulière donnée au condensateur.

De l'équation on tire :

$$\Delta \frac{e}{K} = \frac{S_0}{8\pi C_0}.$$

S_0 et C_0 ayant été calculés à l'aide des données linéaires de l'appareil, nous avons trouvé :

$$\frac{S_0}{8\pi C_0} = 223.$$

La formule :

$$\Delta \frac{e}{K} = 223,$$

Δ et l étant exprimés en millimètres, est celle qui nous a servi dans toutes nos mesures.

II. — CONSTANCE DIÉLECTRIQUE DE LA PARAFFINE.

Cette substance étant exempte de résidu sa constante diélectrique peut se déduire rigoureusement de la comparaison de deux capacités, l'une d'elle étant le condensateur plan muni d'un disque de paraffine, l'autre le condensateur à air précédemment décrit.

Pour faire une mesure on règle d'abord le zéro de ce condensateur. On se sert pour cela du condensateur seul. Après avoir isolé le secteur d'électromètre en relation avec pq (l'autre secteur est relié à la cage et l'aiguille est chargée à 100 volts), on charge au même instant

les armatures M et N aux potentiels $+V$ et $-V$. Si l'image se déplace sur l'échelle on la ramène à sa position initiale par une manœuvre convenable du chariot. A partir de ce moment, si l'appareil est correctement monté, au point de vue de l'isolement et des protections électrostatiques, l'image ne doit plus bouger, soit qu'on annule au même instant les potentiels de M et de N, soit qu'on rétablisse à nouveau les potentiels $+V$ et $-V$. La position ainsi définie est l'origine des déplacements Δ .

Ce réglage étant effectué on associe au compensateur le condensateur plan muni d'un disque de paraffine. Après avoir isolé le secteur d'électromètre en relation avec ab et pq réunis, on établit les connexions avec les sources $+V$ et $-V$. L'image subit une impulsion; on la ramène à sa position initiale par la manœuvre du compensateur; on lit alors le déplacement Δ .

Comme vérification de la parfaite stabilité de la paraffine on recommence la manœuvre précédente consistant à annuler au même instant les potentiels des armatures en charge ou à rétablir au même instant ces potentiels. Ici encore l'image est rigoureusement insensible à ces diverses manœuvres, ce qui prouve l'absence totale de résidu.

Soient alors :

Δ la lecture au compensateur;

E la distance des plateaux du condensateur;

e l'épaisseur du disque de paraffine;

$E - e$ l'intervalle d'air laissé libre entre le métal et le diélectrique;

k la constante diélectrique de la paraffine rapportée à l'air.

Nous appliquerons l'équation caractéristique :

$$\Delta E_0 = \frac{S_0}{8\pi C_0} = 223,$$

dans laquelle E_0 représente l'épaisseur d'air équivalente à la couche diélectrique totale comprise entre les deux armatures. Avec les notations adoptées pour la paraffine cette équation devient :

$$\Delta \left(E - e + \frac{e}{k} \right) = \frac{S_0}{8\pi C_0} = 223.$$

On en déduit la valeur de k .

Voici les résultats sur deux disques de paraffine d'épaisseurs

différentes :

$$\begin{array}{l} \text{Premier disque...} \left\{ \begin{array}{l} E = 22,9 \\ e = 20,8 \\ \Delta = 20,1 \end{array} \right\} (k = 2,31), \\ \text{Deuxième disque...} \left\{ \begin{array}{l} E = 22,2 \\ e = 10,9 \\ \Delta = 14,8 \end{array} \right\} (k = 2,29). \end{array}$$

L'écart entre les deux résultats étant de l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales, nous prendrons comme constante diélectrique de la paraffine la valeur moyenne, soit $k = 2,30$.

III. — CELLULES A NOYAU D'ÉBONITE.

Examinons maintenant le cas d'une cellule de paraffine à noyau d'ébonite. L'équilibre des capacités, par le jeu du compensateur, n'atteint un état stable qu'après extinction du résidu. A l'effet instantané, fonction du pouvoir inducteur spécifique, vient s'ajouter l'effet résiduel dans le noyau d'ébonite.

Soit Δ_{∞} la lecture au compensateur quand l'équilibre définitif est établi. (Pratiquement cet équilibre est atteint au bout d'un temps fini.) On a :

$$\Delta_{\infty} = \Delta_0 + \delta_{\infty},$$

Δ_0 étant le terme relatif à l'action instantanée ;

δ_{∞} étant le terme relatif à la charge résiduelle totale.

Pour avoir la série des valeurs δ_t (effet résiduel au temps t) nous avons agi d'une manière continue sur le compensateur et neutralisé les charges résiduelles au fur et à mesure de leur production. Nous avons noté à intervalles réguliers les valeurs de Δ_t puis nous avons construit une courbe en prenant pour abscisses les durées et pour ordonnées les lectures au compensateur. Le prolongement de cette courbe rencontre l'axe des ordonnées en un point dont la distance à l'origine donne la valeur Δ_0 relative à l'effet instantané.

Par différence, nous avons obtenu les valeurs de δ_t relatives à l'effet résiduel au temps t . Nous avons fait entrer ces valeurs dans une formule empirique de forme exponentielle :

$$\delta_t = b(1 - e^{-\lambda t}).$$

Pour une cellule de paraffine dont le noyau avait 12 millimètres

d'épaisseur nous avons obtenu :

$$\Delta_0 = 17^{\text{mm}},37,$$

de plus la concordance des résultats observés et calculés a pu être établie d'une façon très satisfaisante pour :

$$\delta = 1,45$$

$$\lambda = 0,51.$$

Pour une deuxième cellule de paraffine dont le noyau avait 6 millimètres d'épaisseur nous avons eu :

$$\Delta_0 = 16^{\text{mm}},30$$

$$b = 0,50$$

$$\lambda = 0,48.$$

Le tableau suivant contient les δ_t observés et calculés.

Temps	Lames de 12 ^{mm}		Lames de 6 ^{mm}	
	Obs.	Calc.	Obs.	Calc.
	mm.	mm.	mm.	mm.
15 secondes.....	0		0	0
30 —	0,15	0,16	0,05	0,06
45 —	0,30	0,28	0,10	0,10
1 minute	0,40	0,39	0,15	0,14
2 minutes.....	0,75	0,73	0,30	0,26
3 —	0,95	0,94	0,35	0,33
4 —	1,10	1,07	»	0,37
5 —	1,15	1,15	0,40	0,40
10 —	1,30	1,29	0,45	0,46

Pour avoir la constante diélectrique de l'ébonite, nous avons introduit les valeurs de Δ_0 dans la formule :

$$\Delta_0 \left(\frac{e}{x} + \frac{e'}{k} + \varepsilon \right) = \frac{S_0}{8\pi C_0} = 223,$$

dans laquelle

e est l'épaisseur de la lame d'ébonite;

e' l'épaisseur de la couche de paraffine;

ε l'intervalle d'air laissé libre entre les deux armatures;

k la constante diélectrique de la paraffine (2,30);

x la constante diélectrique de l'ébonite.

Résultats :

$$\begin{array}{l} \text{Ébonite de } 12^{\text{mm}}. \left\{ \begin{array}{l} e = 12^{\text{mm}},0 \\ e' = 12,8 \\ \varepsilon = 2,9 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \Delta_0 = 17^{\text{mm}},37, \\ k = 2,30, \\ x = 2,73, \end{array} \\ \\ \text{Ébonite de } 6^{\text{mm}}. \left\{ \begin{array}{l} e = 6,0 \\ e' = 20,8 \\ \varepsilon = 2,4 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \Delta_0 = 16,50, \\ x = 2,90. \end{array} \end{array}$$

IV. — CELLULE DE PARAFFINE A NOYAU LIQUIDE.

Dans le cas des liquides les faits observés sont, au contraire, tout à fait conformes aux résultats prévus d'après l'hypothèse de conductibilité.

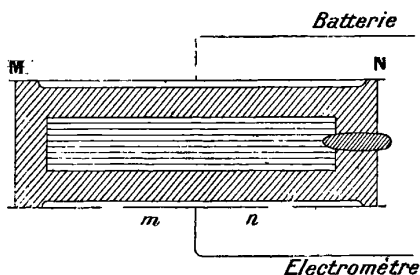


FIG. 2.

Le liquide est contenu dans une cellule de paraffine ayant extérieurement la forme d'un disque de 15 centimètres de diamètre (fig. 2). La cavité cylindrique intérieure a une épaisseur bien déterminée, qu'on peut évaluer avec précision par un jaugeage. Sur la paroi latérale est une petite ouverture pour l'entrée ou la sortie du liquide; au cours des opérations, cette ouverture est fermée à la paraffine.

Voici les données de l'une de ces cellules :

E , épaisseur des parois de paraffine.....	18 ^{mm} ,9
e , hauteur de la cavité cylindrique.....	8 ,9
ϵ , intervalle d'air laissé libre entre les armatures...	1 ,1

La même cellule a servi à des mesures sur le mercure, l'eau et l'alcool, puis sur la benzine, l'huile de vaseline et l'essence de térébenthine. Après chaque mesure, nous avons pratiqué un nouveau jaugeage de la cavité cellulaire et vérifié que ses dimensions n'avaient pas été modifiées par contact des liquides.

1° *Liquides conducteurs.* — Après avoir réglé le compensateur seul, nous avons introduit dans le champ la cellule de paraffine sans liquide et manœuvré le compensateur de manière à équilibrer les capacités. Nous avons trouvé :

$$\Delta = 12^{\text{mm}},5.$$

La cellule ayant été remplie de mercure et replacée dans le champ,

nous avons rétabli l'équilibre par une nouvelle manœuvre du compensateur et obtenu :

$$\Delta = 25 \text{ millimètres.}$$

A ces deux états d'équilibre correspondent les équations caractéristiques :

$$12^{\text{mm}},5 \left(\frac{E}{k} + e + \varepsilon \right) = \frac{S_0}{8\pi C_0} = 223,$$

$$25^{\text{mm}} \left(\frac{E}{k} + \frac{e}{k'} + \varepsilon \right) = 223.$$

De la première équation on tire $k = 2,30$, valeur déjà trouvée pour la constante diélectrique de la paraffine dure.

La deuxième équation donne une valeur k pratiquement infinie, ce qui était à prévoir.

Après nous être ainsi assuré qu'avec le mercure tout se passe normalement, nous avons opéré sur l'eau distillée et l'alcool absolu. Après avoir rempli la cellule de paraffine successivement avec ces deux liquides et manœuvré en conséquence le compensateur, il ne s'est produit aucune particularité de nature à distinguer l'eau, l'alcool ou le mercure. Les lectures de Δ ont été encore, aussi bien pour l'eau que pour l'alcool :

$$\Delta = 23 \text{ millimètres.}$$

De plus, l'équilibre s'est maintenu indéfiniment.

Ainsi, *quand l'intervalle des armatures d'un condensateur est occupé par une nappe liquide conductrice, eau ou alcool, contenue dans une cellule de paraffine, la charge du condensateur est pratiquement instantanée et sa valeur est la même que si le liquide était du mercure.*

2° *Liquides isolants.* — Lorsque la cellule de paraffine contient un liquide isolant, les choses ne se passent plus de la même manière. Pour maintenir l'image de l'électromètre dans la position correspondant à l'équilibre des capacités, il faut continuer à agir sur le compensateur, à cause des charges lentes s'ajoutant aux charges instantanées; néanmoins, au bout d'un temps fini, que nous avons trouvé égal à

- 3 minutes pour la benzine,
- 10 minutes pour l'essence de térébenthine,
- 60 minutes pour l'huile de vaseline,

l'image cesse de se déplacer. Ayant mesuré alors le déplacement total sur le compensateur, nous avons trouvé encore $\Delta = 25$ millimètres.

Ainsi, quand la nappe est isolante, la charge du condensateur atteint sa valeur définitive au bout d'un temps fini, et cette limite est encore la même que si le liquide était du mercure.

Fonction résiduelle. — La cellule de paraffine à noyau liquide étant disposée entre les armatures, nous avons manœuvré le compensateur de manière à maintenir l'image au zéro. Soit Δ_t la lecture au compensateur t secondes après l'excitation du champ, le terme relatif à l'effet résiduel est :

$$\delta_t = \Delta_t - \Delta_0,$$

Δ_0 correspondant à l'action instantanée.

Pour avoir Δ_0 nous avons construit la courbe des variations de Δ_t et mesuré l'ordonnée à l'origine de cette courbe. Enfin nous avons encore adopté pour représenter la marche du phénomène résiduel la fonction empirique

$$\delta_t = b (1 - e^{-\lambda t}),$$

et choisi les valeurs numériques de b et λ , de manière à avoir la concordance la plus satisfaisante entre les résultats observés et calculés. Ces valeurs ont été les suivantes :

	b mm.	λ
Huile de vaseline.....	8,65	0,14
Essence de térébenthine.....	8,30	1,08
Benzine.....	7,65	2,04

Voici le tableau comparatif des résultats observés, puis calculés, d'après la formule précédente :

Temps	Huile de vaseline		Benzine		Essence de térébenthine	
	Calc.	Obs.	Calc.	Obs.	Calc.	Obs.
δ_1 minute...	1,12	1,10	6,65	6,65	5,47	5,45
δ_2 — ...	2,07	2,10	7,49	7,50	7,30	7,30
δ_3 — ...	2,94	3	7,65	7,65	7,96	8
δ_4 — ...	3,63	3,60			8,18	8,20
δ_5 — ...	4,32	4,30			8,25	8,25
δ_6 — ...	4,91	4,95				
δ_7 — ...	5,35	5,40				
δ_8 — ...	5,79	5,80				
δ_9 — ...	6,14	6,15				
δ_{10} — ...	6,48	6,50			8,30	8,30
δ_{15} — ...	7,52	7,60				
δ_{60} — ...	8,65	8,65				

Constantes diélectriques. — La détermination des constantes diélectriques a été faite d'après la formule :

$$\Delta_0 \left(\frac{E}{k} + \frac{e}{x} + \varepsilon \right) = \frac{S_0}{8\pi C_0} = 223,$$

dans laquelle nous avons donné à E , e et ε les valeurs numériques déjà indiquées (p. 640).

Pour le calcul de Δ_0 , il suffit de remarquer que b représente l'effet résiduel total et que par suite :

$$\Delta_0 = 25^{\text{mm}} - b.$$

En donnant successivement à b les valeurs calculées précédemment, on obtient pour Δ_0 les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta_0 &= 16,35 \text{ pour l'huile de vaseline,} \\ \Delta_0 &= 16,70 \text{ pour l'essence de térébenthine,} \\ \Delta_0 &= 17,35 \text{ pour la benzine.} \end{aligned}$$

La précision des mesures étant la même que pour l'ébonite, il en résulte pour Δ_0 des valeurs exactes au degré d'approximation que comporte une lecture au compensateur.

Le calcul des constantes diélectriques, d'après la formule⁽¹⁾, nous a donné :

$$\begin{aligned} x &= 1,90 \text{ pour l'huile de vaseline,} \\ x &= 2,01 \text{ pour l'essence de térébenthine,} \\ x &= 2,27 \text{ pour la benzine.} \end{aligned}$$

Eu égard au degré de précision atteint dans la mesure de Δ_0 , on peut considérer ces valeurs comme exactes à une unité près de l'ordre du premier chiffre décimal.

V. — THÉORIE ÉLÉMENTAIRE DU PHÉNOMÈNE D'APRÈS L'HYPOTHÈSE DE CONDUCTIBILITÉ.

Il est établi par les expériences qui précèdent que la charge lente d'un condensateur obéit à la loi exponentielle et que la charge totale dans le cas de la nappe liquide, est égale à celle que prend ce même condensateur quand on substitue au liquide isolant une lame métallique ayant même épaisseur que la nappe.

Pour expliquer ces faits, nous avons attribué au liquide une faible

conductibilité et pris cette hypothèse comme base d'une théorie élémentaire.

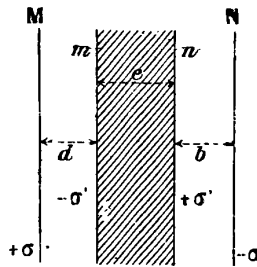


FIG. 3.

Soient donc M et N les armatures du condensateur, entre lesquelles existe une différence de potentiel maintenue constante V . Entre les armatures nous supposons une lame diélectrique homogène d'épaisseur e , séparée des plateaux par un intervalle d'air d'épaisseur totale $a = b + d$ (fig. 3). Nous ne raisonnerons que dans la région où le champ est uniforme.

Appelons :

- X le champ électrique dans l'air ;
- X' le champ à l'intérieur du diélectrique ;
- σ la densité électrique sur les armatures ;
- σ' la densité sur les faces du diélectrique.

Les équations du champ sont, à chaque instant :

$$\begin{aligned}
 (1) \quad & X = 4\pi\sigma, \\
 (2) \quad & -X + X' = -4\pi\sigma', \\
 (3) \quad & V = Xa + X'e, \\
 (4) \quad & \frac{d\sigma'}{dt} = CX'.
 \end{aligned}$$

Les deux premières équations traduisent le théorème de Coulomb et le théorème de Gauss ; la troisième exprime que la différence de potentiel entre les deux armatures est constante est égale à V ; enfin la quatrième est la conséquence de l'hypothèse émise sur l'existence d'une conductibilité du milieu, le coefficient de conductibilité étant représenté par le facteur C .

Il faut adjoindre à ces équations celle qui définit le pouvoir inducteur vrai du diélectrique par rapport à l'air :

$$X'_0 = \frac{X_0}{k},$$

X_0 et X'_0 étant les valeurs du champ au temps $t = 0$.

Par élimination de X entre (2) et (3), on a d'abord :

$$(5) \quad V = (a + e) X' + 4\pi a \sigma',$$

et, par élimination de X' entre (4) et (5), on a ensuite :

$$(6) \quad V = \frac{a + e}{C} \frac{d\sigma'}{dt} + 4\pi a \sigma'.$$

L'intégration de cette équation donne :

$$\sigma' = \frac{V}{4\pi a} + h e^{-\frac{4\pi a C}{a+e} t},$$

d'où l'on déduit successivement :

$$\begin{aligned} X' &= -\frac{4\pi a h}{a + e} e^{-\frac{4\pi a C}{a+e} t}, \\ X &= \frac{V}{a} + \frac{4\pi e}{a + e} h e^{-\frac{4\pi a C}{a+e} t}, \\ \sigma &= \frac{V}{4\pi a} + \frac{e}{a + e} h e^{-\frac{4\pi a C}{a+e} t}, \end{aligned}$$

h étant la constante d'intégration.

Pour déterminer h , nous remarquerons qu'au temps $t = 0$ on a :

$$\begin{aligned} \sigma'_0 &= \frac{V}{4\pi a} + h, \\ \sigma_0 &= \frac{V}{4\pi a} + h \frac{e}{a + e}. \end{aligned}$$

Or, d'après (1) et (2),

$$\frac{1}{k} = \frac{\sigma_0 - \sigma'_0}{\sigma_0}.$$

Il en résulte

$$\frac{1}{k} = \frac{\left(\frac{e}{a+e} - 1\right)h}{\frac{V}{4\pi a} + \frac{e}{a+e}h},$$

puis

$$\frac{h}{a+e} \left(\frac{e}{k} + a\right) = -\frac{V}{4\pi a k},$$

et finalement

$$(7) \quad h = \frac{-V(a+e)}{4\pi a(e+ak)}.$$

Remplaçant h par sa valeur, on obtient :

$$(8) \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma' = \frac{V}{4\pi a} \left(1 - \frac{a+e}{e+ak} e^{-\frac{4\pi aC}{a+e} t} \right), \\ X' = \frac{V}{e+ak} e^{-\frac{a+e}{4\pi aC} t}, \\ X = \frac{V}{a} \left(1 - \frac{e}{e+ak} e^{-\frac{4\pi aC}{a+e} t} \right), \\ \sigma = \frac{V}{4\pi a} \left(1 - \frac{e}{e+ak} e^{-\frac{4\pi aC}{a+e} t} \right). \end{array} \right.$$

Les formules (8) font connaître les valeurs initiales et finales des champs et des densités :

$$(9) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \text{Pour } t = 0 & \text{Pour } t = \infty \\ \sigma' \dots\dots & \frac{V(k-1)}{4\pi(e+ak)} \quad \frac{V}{4\pi a} \\ X' \dots\dots & \frac{V}{e+ak} \quad 0 \\ X \dots\dots & \frac{Vk}{e+ak} \quad \frac{V}{a} \\ \sigma \dots\dots & \frac{4\pi(e+ak)}{Vk} \quad \frac{V}{4\pi a} \end{array} \right.$$

On en conclut que pour t infini :

1° Les charges totales accumulées sur les deux faces du diélectrique sont égales aux charges accumulées sur les armatures ;

2° Le champ à l'intérieur du diélectrique est nul, c'est-à-dire que le diélectrique se comporte comme un métal ;

3° Le champ à l'extérieur du diélectrique est le même que si celui-ci était un conducteur métallique.

Ces conclusions s'accordent avec ce que nous a donné l'expérience pour les diélectriques liquides. Seulement, pour se servir des formules (9), il faut tenir compte du diélectrique auxiliaire (paraffine dure) servant de support au liquide. Il suffit pour cela de remplacer dans les formules ci-dessus l'épaisseur a par l'épaisseur équivalente :

$$\varepsilon + \frac{E}{k_0},$$

E étant l'épaisseur des parois de la cellule de paraffine ;

k_0 la constante diélectrique de cette substance ;

ε l'intervalle d'air laissé libre entre le disque de paraffine et les armatures.

Il nous reste à tirer des conséquences de l'identification des formules théoriques et empiriques.

Au temps t la densité superficielle sur l'armature métallique est passée de la valeur σ_0 à la valeur σ ; la charge du condensateur s'est donc accrue de la quantité $(\sigma - \sigma_0) S_0$. Cette charge évaluée à l'aide du compensateur est $2C_0\delta_t V$. On a donc, comme condition d'équilibre au temps t ,

$$2C_0\delta_t V = (\sigma - \sigma_0) S_0,$$

d'où

$$\sigma - \sigma_0 = \frac{2C_0\delta_t V}{S_0}.$$

Or, d'après les relations (8),

$$\sigma - \sigma_0 = \left(1 - \frac{e}{e + ak} e^{-\frac{4\pi aC}{a+e}t}\right)_0,$$

c'est-à-dire

$$\sigma - \sigma_0 = \frac{V}{4\pi a} \frac{e}{e + ak} \left(1 - e^{-\frac{4\pi aC}{a+e}t}\right),$$

d'où

$$(10) \quad \delta_t = \frac{S_0}{8\pi C_0} \frac{e}{a(e + ak)} \left(1 - e^{-\frac{4\pi aC}{a+e}t}\right).$$

D'autre part, nous avons représenté les variations de δ_t pour la formule empirique

$$(11) \quad \delta_t = b(1 - e^{-\lambda t}).$$

Par identification avec la formule (10), on a :

$$(12) \quad b = \frac{S_0}{8\pi C_0} \frac{e}{a(e + ak)},$$

$$(13) \quad \lambda = \frac{4\pi aC}{a + e}$$

avec

$$a = \frac{E}{k_0} + \epsilon.$$

1° *Constante diélectrique.* — Les constantes diélectriques peuvent se déduire de la formule (12) et d'après les données numériques :

$$E = 18 \text{ millimètres}, \quad e = 8^{\text{mm}}, 9, \quad \epsilon = 1^{\text{mm}}, 4;$$

$$\frac{S_0}{8\pi C_0} = 223, \quad \frac{E}{K_0} + \epsilon = 8^{\text{mm}}, 92;$$

de plus

$$b = \begin{cases} 8,65 \text{ huile de vaseline,} \\ 7,65 \text{ benzine,} \\ 8,30 \text{ essence de térébenthine.} \end{cases}$$

Dans le tableau suivant, nous avons mis en regard des valeurs calculées celles qui résultent de la mesure directe :

	Mesures directes	Valeurs théoriques
Huile de vaseline.....	1,90	1,88
Benzine.....	2,27	2,27
Essence de térébenthine.....	2,01	2,01

La concordance des résultats est la garantie de l'exactitude du calcul.

2° *Conductibilité.* — Les conductibilités se calculent d'après la formule (13), dans laquelle C est l'inverse de la résistance spécifique exprimée en unités électrostatiques. Dans le tableau suivant, nous avons donné les valeurs de λ et celles des résistivités en ohms :

	λ	Résistivités
Huile de vaseline.....	0,14	$4,02 \times 10^{13}$ ohms
Benzine.....	2,04	$2,77 \times 10^{12}$ ohms
Essence de térébenthine.....	1,08	$5,22 \times 10^{12}$ ohms

L'erreur dans le calcul des résistivités dépend de la précision dans les mesures de λ , E, e et ϵ . De toutes ces données le terme λ est celui dont la mesure comporte le moins de rigueur. L'approximation dans le calcul de ce terme dépend du degré de concordance possible entre les δ_i observés et calculés. Dans les conditions les plus favorables, on peut atteindre le chiffres des centièmes dans le calcul de λ et par suite obtenir trois chiffres significatifs exacts dans le calcul des résistivités.

Cas de l'ébonite. — Les résultats théoriques confirment l'hypothèse de la conductibilité dans les diélectriques liquides, mais ne s'appliquent pas à l'ébonite, sur laquelle nous avons observé des anomalies. Pour faire entrer dans les développements précédents les effets relatifs à ce diélectrique, il nous faudrait avoir des données précises sur la distribution intérieure des centres conducteurs, en d'autres termes, introduire dans le calcul les conditions d'hétérogénéité.

Pourtant l'expérience indique que le phénomène résiduel dans

l'ébonite obéit encore à la loi exponentielle, c'est-à-dire à la même loi que celle qui régit un système élémentaire constitué par une cellule de paraffine remplie de liquide isolant (cellule à noyau liquide). *Il y a équivalence entre une cellule à noyau d'ébonite et une cellule à noyau liquide*, à la condition d'établir une dépendance entre les dimensions des deux cellules.

Cette équivalence nous permet de donner aux coefficients b et λ , dans la formule empirique relative à l'ébonite, une signification très simple. En effet, en identifiant l'expression

$$\delta_t = b (1 - e^{-\lambda t})$$

à la formule théorique

$$\delta_t = \frac{S_0}{8\pi C_0} \frac{e}{a(e + ak)} \left(1 - e^{-\frac{4\pi aC}{a+e} t} \right),$$

dans laquelle

$$a = \frac{E}{k_0} + \epsilon,$$

on tire

$$b = \frac{S_0}{9\pi C_0} \frac{e}{a(e + ak)},$$

$$\lambda = \frac{4\pi aC}{a + e}.$$

En nous imposant comme paramètres invariables la constante diélectrique de la paraffine, celle de la nappe isolante et la conductibilité du noyau, on peut satisfaire aux équations précédentes pour des valeurs convenables de E et e , c'est-à-dire des épaisseurs des parois de paraffine et de la nappe liquide.

En résumé la coexistence de la conductibilité et du pouvoir inducteur explique toutes les particularités relatives à une cellule de paraffine à noyau liquide. Il y a concordance parfaite entre les résultats de l'expérience et les conclusions de la théorie. Dans le cas d'une cellule à noyau d'ébonite la concordance n'existe que sur la forme de la fonction résiduelle. Cette fonction est encore exponentielle. Par contre, il y a désaccord dans l'évaluation de l'effet résiduel total ; cet effet est inférieur à ce qu'indique la théorie. Néanmoins on peut identifier les effets d'une cellule à noyau d'ébonite à ceux d'une cellule à noyau liquide ; il suffit de remplacer le noyau d'ébonite par un noyau conducteur d'épaisseur moindre.

**PERTURBATIONS PROVENANT DE DISSYMMÉTRIES DANS LES RECHERCHES
SUR L'ÉLECTROSTRICTION ;**

Par M. L. BOUCHET.

La déformation des diélectriques solides sous l'influence d'un champ électrique électrostatique a donné lieu à de nombreux travaux tant expérimentaux que théoriques.

Depuis le travail théorique de M. Sacerdote, de nouvelles expériences ont été faites. J'ai moi-même repris l'étude du cas où les armatures sont adhérentes au diélectrique solide, et j'ai fait des mesures sur l'électrostriction de divers diélectriques, qui m'ont fourni des résultats de même ordre de grandeur que ceux obtenus par les auteurs des travaux exécutés dans de bonnes conditions, notamment par Cantone ⁽¹⁾.

Mais quand j'ai tenté d'appliquer la même méthode au cas d'armatures non adhérentes, j'ai reconnu l'extrême complexité du problème expérimental. Il est d'autant plus intéressant d'insister sur les difficultés auxquelles on se heurte nécessairement, dans ces recherches, que ce problème serait théoriquement le plus important à résoudre.

MM. More et Ercolini ⁽²⁾, à la suite du théorème de M. Sacerdote ⁽³⁾, ont cherché à déterminer l'ordre de grandeur ou tout au moins le signe du coefficient k_1 , coefficient qui représente la *variation de la constante diélectrique* K produite par traction s'exerçant dans le sens perpendiculaire aux lignes de force.

Ces expériences n'ont pas abouti, à tel point que M. More ⁽⁴⁾ conclut dans son dernier mémoire que le coefficient k_1 est ou nul ou beaucoup plus petit que celui prévu.

Je me suis proposé d'examiner systématiquement les causes d'erreur résultant de petits défauts d'installation inhérents à ces expériences.

En reprenant ces expériences et en opérant dans des conditions un peu différentes et sur divers diélectriques solides, j'ai reconnu que

⁽¹⁾ *Rendiconti della R. Accademia dei Lincei*, t. IV ; 1888.

⁽²⁾ *Nuovo Cimento*, juillet 1901.

⁽³⁾ *J. de Phys.*, 3^e série, t. X, p. 196, 1901.

⁽⁴⁾ L. MORE, *Philosophical Magazine*, 1903.

ces causes donnent des résultats comparables à ceux correspondant au phénomène de l'électrostriction ; il semble que, hors les cas où la déformation du diélectrique est assez grande pour obtenir des résultats avec de faibles voltages, la méthode du condensateur cylindrique doit être employée en s'entourant de grandes précautions par les physiciens qui veulent étudier la déformation des diélectriques, dans le cas d'armatures non adhérentes.

Dans ce qui va suivre, je vais faire le calcul :

Des perturbations provenant :

1° D'un centrage imparfait ;

2° D'un défaut de parallélisme des axes des armatures métalliques ;

3° De la perturbation qu'entraîne une dissymétrie dans la position qu'occupe le cylindre diélectrique solide dans le champ créé entre les deux cylindres conducteurs ;

4° J'examinerai ensuite si, dans les expériences de MM. More et Ercolini, qui opéraient dans des conditions identiques, il ne se produirait pas d'autres effets perturbateurs ;

5° Je ferai le calcul numérique de la première perturbation appliquée à une expérience de M. More.

CALCUL DES DÉFORMATIONS PROVENANT DES DISSYMMÉTRIES.

I. Effet d'un défaut de centrage des armatures dans le cas d'un diélectrique placé entre les armatures d'un condensateur cylindrique.

— Imaginons deux cylindres excentrés dont les sections circulaires ont pour centres O et O' ; nous supposons leur axes parallèles, leur distance d sera prise petite par rapport à la différence des rayons des sections et l'espace annulaire compris entre les armatures rempli d'un diélectrique fluide de pouvoir inducteur K .

Soient (*fig. 1*) OO_1 , $O'O'_1$, les axes des deux cylindres dont la longueur commune a pour valeur l , les rayons des sections circulaires étant respectivement R et R' ;

Si, entre les deux cylindres isolés, on établit une différence de potentiel V , il se produira une attraction des armatures par suite de leur dissymétrie.

Pour calculer la valeur de cette attraction, découpons sur chaque cylindre un élément de surface compris entre deux plans passant par l'axe OO_1 , faisant entre eux l'angle $d\alpha$ et par deux plans perpen-

diculaires à l'axe distants de l'unité de longueur ; désignons par e la distance variable entre les deux segments cylindriques découpés sur les deux cylindres par les plans O_1OA' et O_1OB' .

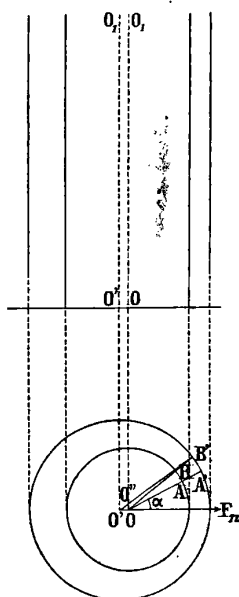


FIG. 1.

σ étant la densité superficielle sur le cylindre OO_1 , la pression électrostatique τ par unité de surface est donnée par la relation :

$$\tau = \frac{2\pi\sigma^2}{K}$$

ou

$$\tau = \frac{KV^2}{8\pi e^2}$$

V étant la différence de potentiel établie entre les armatures.

Ce résultat n'est qu'approché, car, pour l'obtenir, on a traité le condensateur élémentaire constitué par les deux segments cylindriques comme un condensateur plan.

Calculons e . — On a sur la figure, à un infiniment petit près :

$$e = OB' - OB.$$

Décrivons du point B' comme centre, l'axe OO' ; on a finalement :

$$e = R' - R - d \cos \alpha = a - d \cos \alpha,$$

en posant :

$$a = R' - R,$$

d désignant la distance des centres supposée *petite* par rapport à la différence des rayons.

D'autre part, la surface de l'élément cylindrique découpé sur OO, a pour valeur :

$$dS = Rdx.$$

La force *attractive* qui s'exerce entre les deux cylindres métalliques constituant les armatures du condensateur peut être considérée comme la résultante des pressions électrostatiques agissant sur chaque élément.

La résultante aura donc pour expression :

$$F_n = 2 \int_0^\pi \frac{KV^2/R}{8\pi e^2} \cos \alpha dx,$$

et sera dirigée par raison de symétrie suivant OO' ou en remplaçant e par sa valeur et négligeant l'infiniment petit du second ordre $d^2 \cos^2 \alpha$:

$$F_n = 2 \int_0^\pi KV^2/R \frac{\cos \alpha}{a^2 - 2ad \cos \alpha} dx.$$

ou après intégration, en négligeant les infiniment petits du 2^e ordre en d^2 , on obtient :

$$F_n = \frac{K/RV^2}{4} \times \frac{d}{a^3} (1).$$

Dans le cas général, c'est-à-dire dans le cas où la distance des centres Δ des deux cylindres et leurs rayons sont quelconques,

(1) On peut effectuer l'intégration complète sans négliger aucun terme ; on trouve dans ces conditions :

$$2 \int_0^\pi \frac{\cos \alpha}{(a - d \cos \alpha)^2} dx = \frac{2\pi d}{(a^2 - d^2)^{3/2}}$$

la résolution du problème de l'attraction donne un résultat compliqué.

Le calcul de la capacité d'un pareil système en fonction de Δ , des rayons R et R' a été effectué par M. Vaschy ⁽¹⁾, en prenant comme point de départ la distribution des potentiels dans l'espace sous l'action de deux droites parallèles indéfinies et électrisées; il trouve pour la capacité correspondant à une longueur l des cylindres :

$$C = \frac{Kl}{2\mathcal{L}(\alpha + \sqrt{\alpha^2 - 1})},$$

K étant le pouvoir inducteur du milieu fluide interposé et :

$$\alpha = \frac{R^2 + R'^2 - \Delta^2}{2RR'}$$

On peut trouver facilement l'expression de la force qui tend à produire l'attraction des cylindres en écrivant que, pour un déplacement élémentaire $d\Delta$ d'un des cylindres parallèlement à son axe, la variation d'énergie mécanique est égale et de même signe à la variation d'énergie électrique; on a ainsi :

$$Fd\Delta = \frac{1}{2} Vdq,$$

d'où

$$F = \frac{1}{2} V \frac{dq}{d\Delta} = \frac{1}{2} V^2 \frac{dC}{d\Delta},$$

à potentiel constant.

On voit par là combien la valeur de F serait compliquée dans le cas général.

Dans le cas plus simple où je me suis placé, on est conduit à formuler les lois suivantes :

L'attraction électrostatique des deux cylindres est proportionnelle :

1° Au carré de la différence de potentiel existant entre les deux cylindres;

2° Au pouvoir inducteur du diélectrique compris entre les cylindres;

3° A la distance des centres.

(1) VASCHY, *Traité d'Electricité et de Magnétisme*, t. I, p. 31.

Elle est en raison inverse du cube de la différence des rayons, enfin, elle dépend des dimensions des cylindres ⁽¹⁾.

Si, au lieu du diélectrique fluide que j'ai supposé remplir l'intervalle des deux cylindres métalliques, afin de rendre ma démonstration plus simple, j'imagine un diélectrique solide séparé de part et d'autre des conducteurs par un diélectrique fluide et lié au sommet au conducteur intérieur par des cales isolantes (verre, papier, etc.), comme cela a lieu dans les expériences de MM. More et Ercolini et dans une partie de mes essais, mais sans qu'il y ait adhérence, le cylindre diélectrique solide participera au déplacement du cylindre à l'armature intérieure, soit que ce cylindre se déplace horizontalement soit qu'il s'incline et fléchisse comme il va être indiqué dans le paragraphe suivant.

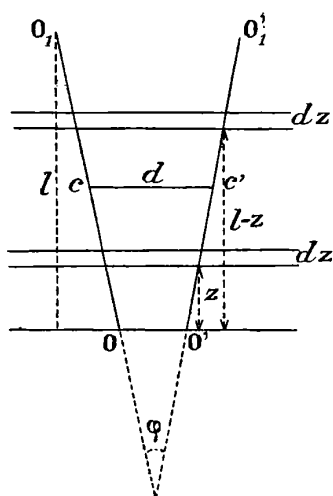


FIG. 2.

II. *Cylindres conducteurs excentrés, effet d'un défaut de parallélisme de leurs axes.* — Les axes OO_1 et $O'O_1'$ des deux cylindres conducteurs font entre eux un angle φ (fig. 2) et leur distance en leurs milieux est d (φ et d sont supposés petits).

(¹) La relation :

$$F_n = \frac{KlRV^2}{4} \cdot \frac{d}{a^3},$$

pourrait servir de base à la construction d'un électromètre dit électromètre de flexion.

Décomposons les cylindres par des plans parallèles à leurs bases et distants de dz ; soit z la distance d'un cylindre élémentaire quelconque ainsi découpé aux bases inférieures.

Calculons la force $d'f$ qui sollicite le cylindre de hauteur dz lorsqu'il existe une différence de potentiel V entre les cylindres conducteurs; il suffit, pour cela, de remplacer, dans la formule établie dans le paragraphe précédent, l par dz et d par $d - 2 \left(\frac{l}{2} - z \right) \operatorname{tang} \left(\frac{\varphi}{2} \right)$ pour l'élément compris entre CC' et les bases inférieures des cylindres et d par $d + 2 \left(\frac{l}{2} - z \right) \operatorname{tang} \left(\frac{\varphi}{2} \right)$ pour l'élément symétrique par rapport à CC' ; les moments de ces forces pris par rapport aux bases inférieures s'obtiennent en les multipliant respectivement par z et $l - z$.

On a donc pour l'expression de ces moments :

$$[f] = \frac{2KR^2V^2}{8\pi} \int_0^{\frac{l}{2}} \int_0^\pi \frac{2 \cos \alpha}{\left\{ a - \left[d - 2 \left(\frac{l}{2} - z \right) \operatorname{tang} \frac{\varphi}{2} \right] \cos \alpha \right\}^2} dz d\alpha,$$

$$[f'] = \frac{2KR^2V^2}{8\pi} \int_0^{\frac{l}{2}} \int_0^\pi \frac{2 \cos \alpha}{\left\{ a - \left[d + 2 \left(\frac{l}{2} - z \right) \operatorname{tang} \frac{\varphi}{2} \right] \cos \alpha \right\}^2} dz d\alpha;$$

on obtient en négligeant les infiniment petits du 2^e ordre et intégrant :

$$[f] + [f'] = [F_n] = \frac{KRV^2}{2a^3} \left(\frac{d}{2} + \frac{l}{6} \operatorname{tang} \frac{\varphi}{2} \right).$$

L'extrémité supérieure du cylindre intérieur se trouve ainsi sollicitée par cette force.

Si l'extrémité inférieure du cylindre est invariablement fixée, cette force provoquera une flexion dont la flèche est donnée par la relation :

$$\lambda = \frac{4}{3} \cdot \frac{1}{4\pi (R^4 - r^4)} \cdot \frac{l^3}{E} F,$$

où R et r désignent les rayons du cylindre supposé creux et E le module d'Yung.

Dans les expériences relatées, le cylindre diélectrique étant soli-

naire du cylindre conducteur s'infléchira de la même quantité sous l'action du champ électrostatique et on pourra prendre cette perturbation obéissant à des lois définies pour le phénomène à étudier.

III. *Forces agissant sur le cylindre diélectrique solide placé d'une façon dissymétrique dans le champ électrique créé entre les deux armatures métalliques cylindriques.* — Nous calculerons ces forces en faisant intervenir la considération des forces agissant à la surface d'un diélectrique non électrisé.

M. Pellat a mis en évidence l'existence de ces forces dans le cas où elles agissent normalement aux lignes de force ; aucune expérience, bien que facilement réalisable, n'a encore été faite dans le cas où ces forces agissent dans le sens même des lignes de force ; on n'en est cependant pas moins fondé à penser que ces forces ont une existence réelle.

Le raisonnement suivant dû à M. Pellat ⁽¹⁾ nous permet d'avoir l'expression de ces forces.

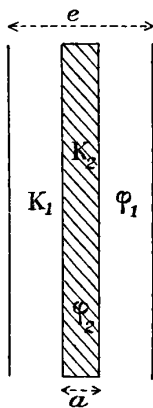


FIG. 3.

Considérons un condensateur plan (*fig. 3*) ayant ses armatures à une distance e , petite relativement aux dimensions des armatures qui comprennent dans leur intervalle deux diélectriques dont la surface de séparation leur est parallèle.

Soit a l'épaisseur du diélectrique de pouvoir inducteur K_2 , $e - a$ sera l'épaisseur du diélectrique de pouvoir inducteur K_1 .

(¹) PELLAT, *Ann. de Ch. et Ph.*, t. V, p. 86 ; 1895.

Les champs sont différents dans les deux diélectriques ; si φ_1 et φ_2 sont leurs valeurs, on a :

$$\varphi_1 K_1 = \varphi_2 K_2,$$

et

$$V = \varphi_2 a + \varphi_1 (e - a) = \left(a \frac{K_1}{K_2} + e - a \right) \varphi_1,$$

V étant la différence de potentiel entre les armatures.

La densité superficielle sur les armatures est donnée par :

$$\begin{aligned} 4\pi\mu &= K_1\varphi_1 = K_2\varphi_2, \\ \mu &= \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{K_1 K_2 V}{aK_1 + (e - a) K_2}. \end{aligned}$$

Soit S la surface des armatures, si on néglige un infiniment petit par rapport à la capacité e du condensateur, dû à l'effet des bords :

$$CV = S\mu = \frac{S}{4\pi} \cdot \frac{K_1 K_2}{aK_1 + (e - a) K_2} V.$$

Supposons une déformation de condensateur consistant en un déplacement infiniment petit da , soit F la projection sur la direction de la force électrique agissant sur le diélectrique qui se déplace et écrivons que le travail des forces électriques est égal à la variation d'énergie du condensateur en supposant qu'aucune variation de force vive ne résulte du déplacement :

$$W = \frac{1}{2} V^2 dC,$$

en maintenant V constant.

On obtient successivement :

$$F = \frac{1}{2} V^2 \frac{dC}{da} = - \frac{SV^2}{8\pi} \cdot \frac{K_1 K_2 (K_1 - K_2)}{[aK_1 + (e - a) K_2]^2} = \frac{S}{8\pi} (K_1 \varphi_1^2 - K_2 \varphi_2^2).$$

On aurait pu arriver à ce résultat en suivant une voie différente analogue à celle employée par Boltzmann dans son étude sur le pouvoir inducteur spécifique des solides.

Appliquons les résultats qui précèdent au cas du condensateur cylindrique dont les armatures sont séparées par un intervalle petit et renfermant deux diélectriques cylindriques de pouvoir inducteur K_1 et K_2 . Je traiterai les deux cas suivants :

1° Je supposerais les armatures métalliques centrées et le cylindre diélectrique solide de pouvoir inducteur K_2 excentré;

2° Les trois cylindres sont excentrés.

Premier cas. — D'après ce que nous venons de voir, le diélectrique solide baignant dans un diélectrique fluide du pouvoir inducteur K_1 sera soumis sur chacune de ses faces D_1 et D_2 (fig. 4) à des forces F_1 et F_2 .

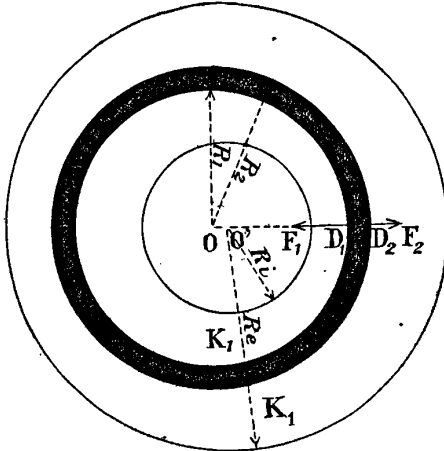


FIG. 4.

Ces forces ont pour valeur par unité de surface :

$$F_1 = \frac{1}{8\pi} (K_1 H_1^2 - K_2 H_2^2),$$

$$F_2 = \frac{1}{8\pi} (K_1 H_1'^2 - K_2 H_2'^2),$$

H_1 et H_2 étant les valeurs des champs sur la surface D_1 respectivement dans les deux milieux de pouvoirs inducteurs K_1 et K_2 ; H_1' et H_2' , des valeurs analogues sur la surface D_2 .

Or,

$$K_1 H_1 = K_2 H_2,$$

$$K_1 H_1' = K_2 H_2',$$

d'où

$$F_1 = \frac{K_2 H_2^2}{8\pi} \left(\frac{K_2}{K_1} - 1 \right),$$

$$F_2 = \frac{K_2 H_2'^2}{8\pi} \left(\frac{K_2}{K_1} - 1 \right).$$

d'où a étant l'épaisseur du diélectrique solide, *supposée régulière*, et R_1 , R_2 les rayons intérieur et extérieur du cylindre diélectrique solide,

$$F_1 - F_2 = \frac{K_2 a}{R_2} \cdot \frac{H_2^2}{8\pi} \left(\frac{K_2}{K_1} - 1 \right) \left(2 - \frac{a}{R_2} \right).$$

1° Si le rayon de l'armature interne est grand et la différence des deux rayons $R_e - R_i$ est petite, on a, comme valeur approchée de H_2 , V étant la différence de potentiel entre les armatures du condensateur et $e - a$ l'épaisseur constante du diélectrique fluide qui baigne le diélectrique solide :

$$H_2 = \frac{V}{a \frac{K_2}{K_1} + e - a}.$$

Pour deux portions infiniment petites des condensateurs symétriques par rapport à un plan normal à OO' , on aura très *sensiblement* même valeur pour $F_1 - F_2$; le diélectrique solide sera par suite dans un état *voisin de l'équilibre stable* s'il est d'épaisseur *uniforme* et parfaitement *cylindrique*.

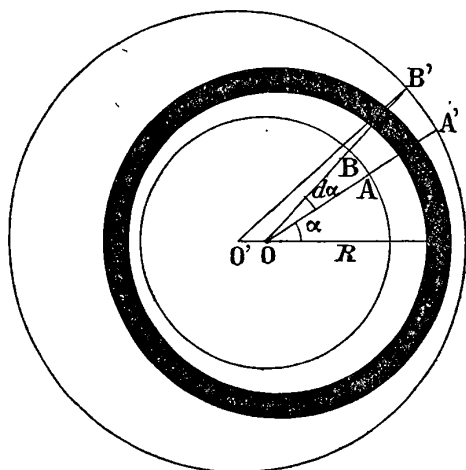


FIG. 5.

2° Dans le cas où les armatures sont excentrées, le champ H^2 n'a plus *sensiblement* la même valeur pour deux portions infinitésimales des condensateurs opposés, car $e - a$ est variable; alors la résultante

des forces auxquelles se trouve soumis le diélectrique solide n'est pas *sensiblement* nulle ; s'il est fixé à une de ses extrémités, il fléchira sous l'action de cette résultante.

Effectuons le calcul approché de la résultante qui sollicite le cylindre diélectrique solide dans ces conditions.

Décomposons le cylindre O (*fig. 5*) constituant l'armature interne du condensateur par des plans passant par l'axe, et soient deux de ces plans infiniment voisins et faisant entre eux l'angle dx , OA' et OB' sont leurs traces sur un plan perpendiculaire à l'axe ; soit toujours a l'épaisseur constante du diélectrique, e la distance variable des armatures et l la hauteur commune des trois cylindres.

Considérons la portion de surface ldS du diélectrique décomposé par les plans OA' et OB' ; cette portion peut être considérée comme faisant partie d'un condensateur plan infiniment petit ayant pour armatures des surfaces dont les traces sont AB et A'B', son épaisseur étant sensiblement constante.

Soit ρ la résultante des tensions s'exerçant sur l'élément ldS ; on a :

$$\rho = \frac{K_2}{R_2} \frac{aH_2^2}{8\pi} \left(\frac{K_2}{K_1} - 1 \right) \left(2 - \frac{a}{R_2} \right) ldS.$$

Si V est la différence du potentiel entre les armatures, H_2 est donné par :

$$H_2 = \frac{V}{a \frac{K_2}{K_1} + e - a}$$

expression dans laquelle e est variable quand on passe d'une position de l'élément considéré à un élément voisin.

On a en outre :

$$dS = R_1 dx.$$

La résultante des tensions par raison de symétrie est dirigée suivant OO' ; son expression est fournie par l'intégrale suivante :

$$R = 2 \int_0^\pi \frac{K_2}{R_2} \frac{aV^2}{8\pi (e + b)^2} \left(\frac{K_2}{K_1} - 1 \right) \left(2 - \frac{a}{R_2} \right) lR_1 \cos \alpha dx,$$

où

$$b = a \left(\frac{K_1}{K_2} - 1 \right),$$

en négligeant le terme en a^2 et faisant $R_1 = R_2$:

$$R = \frac{4K_2V^2}{8\pi} \left(\frac{K_2}{K_1} - 1 \right) la \int_0^{\pi} \frac{\cos \alpha}{(e + b)^2} d\alpha.$$

L'intégrale qui fournit R est de la forme de celles que nous avons obtenues dans le calcul de l'attraction des deux armatures ; sa valeur approchée est, en négligeant les termes en d^2 ,

$$R = \frac{K_2V^2}{4} \left(\frac{K_2}{K_1} - 1 \right) l \frac{ad}{\left[R_e - R_i + a \left(\frac{K_2}{K_1} - 1 \right) \right]^3},$$

ou R_e et R_i désignent les rayons intérieur et extérieur des deux cylindres métalliques.

Cette résultante peut être nulle dans le cas où $K_2 = K_1$, ce qui était évident sans faire le calcul ; mais, dans la pratique, il semble difficile de satisfaire à cette condition ; mais elle est d'autant plus petite que a , d et $K_1 - 1$ seront plus petits.

Comparons cette valeur de R à celle obtenue pour l'attraction de l'armature interne, on a :

$$\frac{F}{R} = \frac{\frac{K_1 R_i V^2}{4} \cdot \frac{d}{(R_e - R_i)^3}}{\left(\frac{K_2}{K_1} - 1 \right) K_2 \frac{laV^2}{4} \cdot \frac{d}{\left[R_e - R_i + a \left(\frac{K_2}{K_1} - 1 \right) \right]^3}},$$

ou en négligeant les termes du second ordre et pour des valeurs

de $\frac{K_2}{K_1} - 1$ voisines de l'unité :

$$\frac{F}{R} = \frac{K}{K_2} \cdot \frac{R_i}{a} \left(1 + \frac{3a}{R_e - R_i} \right).$$

Ce résultat montre que si a est très petit relativement à R_i et $\frac{3a}{R_e - R_i}$ voisin de l'unité, R est très petit par rapport à F qui est l'attraction prédominante ; dans le cas où R_i et a sont de même ordre de grandeur et $3a$ sensiblement égal à $R_e - R_i$, F et R sont de même ordre de grandeur.

On aurait pu traiter le problème dans toute sa généralité en supposant l'excentricité des cylindres et l'épaisseur du diélectrique

solide quelconque, en calculant la capacité du système et écrivant que, pour un déplacement infiniment petit du diélectrique, que le travail des forces électriques est égal à la variation d'énergie du condensateur; mais on a vu, dans le cas où l'intervalle des deux armatures comprenait un seul diélectrique, combien le résultat du calcul eût été compliqué; il en serait bien autrement dans le cas de deux diélectriques; d'ailleurs, nous ne serions pas davantage renseigné sur l'ordre de grandeur de l'attraction du cylindre diélectrique solide, but que nous nous étions proposé.

IV. *Perturbation possible provenant d'une conductivité accidentelle du diélectrique liquide interposé entre le diélectrique solide et les armatures du condensateur.* — De nombreux expérimentateurs se sont occupés de la conductivité des diélectriques. J'ai repris

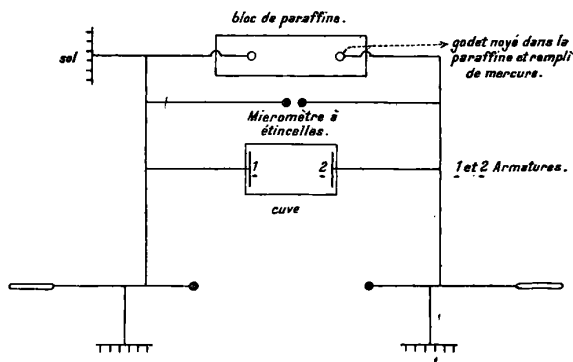


FIG. 6.

l'étude qualitative de la conductivité des diélectriques liquides en opérant dans des conditions particulièrement simples. J'employai (fig. 6) une cuve rectangulaire paraffinée remplie soit d'huile de paraffine, soit d'essence de térébenthine, dans laquelle plongeaient deux électrodes de platine reliées d'une part constamment aux deux pôles d'une petite machine de Voss tournant à vitesse constante et, d'autre part, à un micromètre à étincelles; la machine annoncée ayant acquis une vitesse régulière, on réglait la distance des boules du micromètre à 4 millimètres, ce qui correspondait à un champ de 4 à 5 000 volts par centimètre. On suivait la variation de la conductivité de l'huile de paraffine de la façon suivante : une des lames de platine formant condensateur était alternativement isolée et mise au

sol, l'autre électrode communiquait constamment avec le sol, on comptait le nombre d'étincelles qui éclataient pendant un temps déterminé.

Voici les résultats obtenus dans une expérience :

Durée de mise au sol	Distances explosives	Nombre d'étincelles	Temps en secondes
0	4 millimètres	0	10
0	»	0	10
0	»	2	10
60 secondes	»	25	30
60 —	»	56	30
60 —	»	56	30
60 —	»	59	30
60 —	»	58	30

Dans la première colonne, on a inscrit les temps pendant lesquels les armatures du condensateur étaient mis au sol.

Si on définit l'intensité du courant qui traverse le diélectrique liquide comme l'inverse du nombre d'étincelles qui passent pendant une seconde, et si on trace la courbe obtenue en portant en abscisses les temps et en ordonnées les valeurs $\frac{1}{nt}$, n étant le nombre d'étincelles pendant le temps t , on obtient une courbe hyperbolique, c'est-à-dire ayant même allure que celles qui représentent les variations de la conductivité des diélectriques solides dans les expériences de M. J. Curie (1).

En opérant d'une façon différente, j'ai observé la constance du courant après plusieurs minutes d'électrisation. La distance des boules du micromètre au début de la charge était telle qu'il n'éclatait pas d'étincelles pendant plusieurs minutes, on rapprochait ensuite les boules, de telle sorte que la numération des étincelles fût possible; c'est ainsi que, dans une expérience, 30 étincelles passaient pendant 30 secondes et ce, pendant deux minutes.

Ce procédé de l'excitateur dérivé ne nous renseigne pas sur le début de la charge ni ne permet pas de vérifier la loi des forces électromotrices, qui a été trouvée sensiblement exacte par M. Gouré de Villemontée (2) en opérant sur l'huile de paraffine. Cependant les expériences de M. Egon von Schweidler (3), expérimentant sur le

(1) J. CURIE, Thèse, Paris, 1888.

(2) GOURÉ DE VILLEMONTÉE, *J. de Phys.*, 1907.

(3) *Annalen der Physik*, t. IV, 1904.

toluène, infirment cette loi ; en outre, il conclut à la présence des charges électriques dans la masse du liquide isolant.

La divergence de ces résultats doit très probablement tenir à ce que ces deux physiciens employaient des champs notablement différents.

Avant d'avoir connaissance des travaux de MM. Egon von Schweidler et Gouré de Villemontée, je m'étais posé la question suivante : la conductivité des liquides isolants varie-t-elle toujours dans le même sens en employant des champs de plus en plus intenses ?

C'est ainsi que j'employai des électrodes de nickel distantes de 1^{cm},8, formant un condensateur ayant sensiblement même capacité que celui des expériences précédentes. Avec des champs correspondant à 3^{mm},3 d'étincelle explosive, l'allure du phénomène était la même que dans la première série d'expériences ; mais, si on venait à augmenter cette distance explosive de 0^m,1 ou 0^m,2, le nombre des étincelles diminuait et finissait par s'annuler, résultat inverse de celui obtenu avec des champs plus faibles.

Le tableau ci-dessous renferme les résultats d'une expérience particulièrement nette à cet égard :

N ^o de l'expérience	Distance explosive	3 ^{mm} ,5		
		Nombre d'étincelles pendant 10 secondes		
1		17	0	0
2		∞	17	30
3		18	0	0
4		∞	14	0

Le signe ∞ signifie qu'il n'était pas possible de compter le nombre d'étincelles. Un intervalle de cinq secondes s'écoulait entre deux expériences consécutives. Tout se passe dans cette expérience comme si la conductivité avait augmenté avec la durée de la charge. Il existerait ainsi un *champ critique*, tel que, pour des champs inférieurs, la conductivité irait en décroissant et, pour des champs supérieurs, la conductivité irait au contraire en croissant.

Enfin, pour bien montrer combien cette conductivité des diélectriques liquides est capricieuse, je citerai le fait suivant : en se plaçant dans les conditions où le courant limite n'est pas atteint et en prolongeant la charge pendant plusieurs minutes, si alors on vient à renverser les pôles, les étincelles cessent de passer, ce qui équivaut à une diminution brusque de la résistance du liquide isolant.

On sait que la conductivité des liquides isolants diminue par distillations répétées ; de plus, d'après mes expériences, on améliore beaucoup leur qualité isolante en les soumettant à des champs croissants ; c'est ainsi qu'un condensateur à huile de paraffine commerciale, qui ne se chargerait pas au début pour une distance explosive de 3^{mm},4, a pu progressivement être chargé à une distance explosive de 4^{mm},9. Cette conductivité n'est donc pas une propriété spécifique de la matière et doit probablement tenir à des impuretés électrolytiques ou autres.

Examinons maintenant ce qui se produit dans les expériences d'électrostriction dans le cas où le diélectrique solide est baigné sur ses faces par un diélectrique liquide. Pendant la charge (charge lente) les deux diélectriques sont traversés par des courants dus à leurs conductivités respectives ; si ces courants sont égaux à chaque instant, il n'y aura pas accumulation d'électricité à la surface de séparation des deux isolants ; mais, dans le cas d'un solide et d'un liquide, ces courants ne sauraient être égaux si on fait l'hypothèse que ces courants sont dus aux déplacements de charges préexistantes à l'intérieur des diélectriques, les mobilités de ces charges étant notablement différentes dans le solide et dans le liquide ; partant de cette hypothèse, il n'est pas illogique d'admettre qu'il y aura accumulation d'électricité des deux signes sur les faces du diélectrique solide, un courant se produira dans le sens où la conductivité diminue. Supposons le cylindre diélectrique placé dissymétriquement par rapport aux armatures, la résultante des actions des charges des armatures sur les charges accumulées ne sera pas nulle ; sous l'action de cette résultante, le tube s'infléchira.

Il serait illusoire de tenter de faire le calcul de cette perturbation ; tout ce qu'on peut dire c'est qu'elle sera très variable avec le temps et de sens contraire à celle due à l'inégalité des pouvoirs inducteurs. Si on produit entre les armatures un champ supérieur au *champ critique*, la perturbation sera certainement plus complexe encore.

Quoi qu'il en soit, il n'est pas douteux que pareille perturbation se produisait dans les expériences de MM. More et Ercolini. Je m'en suis rendu compte par une expérience directe : Je constituai un condensateur cylindrique dont les armatures étaient séparées par un intervalle de 1^{mm},1 à 1^{mm},2 ; le diélectrique solide était un cylindre de verre de 0^{mm},45 d'épaisseur complètement libre à une de ses extrémités, à dessein les trois tubes étaient excentrés ; le fluide intermé-

dière entre les armatures et le tube de verre était tantôt de l'air, tantôt de l'huile de paraffine; en chargeant le condensateur, on observait dans les deux cas une contraction apparente du cylindre de verre à l'aide de franges d'interférence; cette contraction était toujours accompagnée d'un déplacement latéral des franges d'interférence, indice certain d'une flexion.

Dans le cas de l'air, on avait une contraction apparente de 0,2 frange pour une distance explosive de 2 millimètres, et de 0,75 frange pour une distance explosive de 2 millimètres dans le cas de l'huile de paraffine; l'effet perturbateur, dans ce dernier cas, était donc environ dix fois plus grand que dans le cas de l'air en supposant cet effet proportionnel au carré de la différence de potentiel. Cette perturbation ne peut provenir des effets étudiés dans les paragraphes précédents: en effet, le premier effet était éliminé par le fait même du montage; quant au deuxième, il était sensiblement le même dans les deux cas; cette différence ne peut donc être imputable qu'à la conductivité.

Enfin, une cause d'erreur dans l'évaluation de la déformation du diélectrique solide peut provenir des variations thermiques du solide et du liquide interposé, car on sait que lorsqu'un condensateur est soumis à des charges et des décharges successives pendant un temps notable, le diélectrique s'échauffe.

En résumé, dans les recherches sur l'électrostriction dans le cas d'armatures fixes, il se superpose au phénomène à étudier plusieurs perturbations: 1° attraction des armatures; 2° attraction de l'isolant solide due à l'inégalité des pouvoirs inducteurs des isolants solide et liquide; 3° répulsion due à des différences de conductivité des diélectriques en contact; allongement dû à des variations thermiques.

V. *Application numérique.* — On ne peut pas calculer l'effet du déplacement latéral qui se produirait dans les expériences de M. Ercolini, le mémoire de cet auteur ne contenant aucune donnée numérique; il est absolument certain cependant que des perturbations se produiraient dans ses expériences. M. Ercolini fait l'aveu qu'il n'a pas pu supprimer le déplacement latéral et qu'à la décharge de son condensateur (décharge brusque), les franges étaient brouillées de telle sorte qu'aucune observation n'était possible. Il n'en est pas de même en ce qui concerne les résultats de M. More qui, pour mesurer la déformation de son diélectrique, employait un levier

optique dont la sensibilité était dans une de ses expériences, de 6×10^{-6} millimètres.

Dans une de ces nombreuses expériences où des cales étaient en-serrées entre les armatures (dont l'une, l'intérieure, en verre argenté) et le tube isolant, il obtenait, en établissant une différence de potentiel de 170 C. G. S., une déviation qu'il parvint à mesurer; il notait 60 divisions.

· Son condensateur avait les dimensions suivantes :

Diamètre de l'armature interne.....	3 ^{cm} ,9
— — — externe.....	4 ,4
Longueur du tube de verre.....	35 ,0
Epaisseur du tube de verre.....	2 ^{mm} ,0

L'intervalle entre les armatures et le verre était rempli d'huile de jard.

Calculons numériquement dans ces conditions quel est l'effet produit par la première perturbation étudiée.

La longueur que représente la flèche correspondante à une contraction apparente a pour expression :

$$y = \frac{4}{3} \frac{\alpha}{\pi R^4} \cdot l \cdot F_n^3,$$

où α est l'inverse du coefficient d'élasticité, l et R la longueur et le rayon du cylindre de verre, F_n la force qui produit la flexion. Remplaçons F_n par la valeur que nous avons trouvée :

$$y = \frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha}{\pi R^2} \cdot l^3 \cdot \frac{KlRV^2}{4} \cdot \frac{d}{a^3} = \frac{\alpha Kl^4 V^2 d}{3\pi a^3 R^3}.$$

Dans l'expérience de M. More, on a :

$$\begin{aligned} l &= 35 \text{ centimètres;} \\ V &= 170 \text{ C. G. S.;} \\ R &= 1^{\text{cm}},9; \\ a &= 0 ,25; \\ K &= 7; \\ \alpha &= 1,5 \times 10^{-12}. \end{aligned}$$

J'ai pris pour la valeur du pouvoir inducteur, le nombre 7 qui résulte des mesures de M. More à ce sujet.

Si on suppose un décentrage des armatures métalliques égal à $0^{\text{cm}},01$ et un parallélisme parfait des cylindres, $d = 0^{\text{cm}},01$.

Après calcul, on trouve :

$$y = 2,8 \times 10^{-2} \text{ centimètres.}$$

La flexion produisant un déplacement latéral du miroir, plan supporté par le tube de verre, amène un point M de ce miroir en M'; il en résulte une contraction apparente MM' (fig. 7); on a finalement :

$$x = \frac{y^2}{l}.$$

Substituant à y et à l leur valeur, on a :

$$x = 1,4 \times 10^{-5} \text{ centimètres.}$$

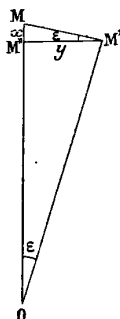


FIG. 7.

M. More a trouvé expérimentalement :

$$x = 3,6 \times 10^{-5} \text{ centimètres.}$$

Les résultats fournis par le calcul et l'observation sont très voisins; d'ailleurs le calcul doit toujours fournir un nombre plus petit, la flexion exagérant l'excentricité. Il suffit donc de supposer un décentrage de $0^{\text{mm}},1$ des cylindres armatures pour expliquer le résultat obtenu par M. More.

Dans une autre expérience, M. More donne les résultats suivants :

Différences de potentiel en C. G. S.	Allongements apparents
160	14
190	33

c'est-à-dire qu'on a sensiblement :

$$\frac{160^4}{190^4} = \frac{14}{33}.$$

Ce qui montre bien, comme nous l'avons établi, que dans le cas d'une excentricité, les déformations croissent proportionnelles à la quatrième puissance de V .

Conclusion. — Les expériences qui ont porté sur le verre ne peuvent fournir aucune indication en opérant comme l'ont fait MM. More et Ercolini.

Je me propose de publier ultérieurement les résultats que j'ai obtenus, en expérimentant sur des diélectriques autres que le verre dans les cas d'armatures adhérentes et non adhérentes.

LIGNES D'AIMANTATION D'UNE COUCHE SPHÉRIQUE AIMANTÉE PAR INDUCTION
MAGNÉTIQUE DANS UN CHAMP UNIFORME⁽¹⁾;

Par M. L. DE LA RIVE.

La couche est comprise entre deux sphères dont les rayons sont a et a' ⁽²⁾; le rapport $\frac{a'}{a}$ qui est plus petit que l'unité est désigné par α . Le magnétisme induit par un champ extérieur uniforme F est équivalent à celui de deux couches de déplacement sphériques sur les sphères a et a' , la première de même signe que F supposé positif, la seconde de signe contraire. Les valeurs absolues des champs intérieurs dus respectivement à ces deux couches, désignés par φ et φ' , sont, en appelant μ la perméabilité :

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \varphi = \frac{F(\mu - 1) [2\mu + 1 - 2\alpha^3(\mu - 1)]}{2(\mu - 1)^2(1 - \alpha^3) + 3\mu}, \\ \varphi' = \frac{3F(\mu - 1)}{2(\mu - 1)^2(1 - \alpha^3) + 3\mu}. \end{array} \right.$$

On tire de ces équations les relations suivantes qui sont utilisées

(1) Communiqué à la Société helvétique des Sciences naturelles ; Glaris, 1908.

(2) E. MASCART, *Traité du magnétisme terrestre*, p. 45.

LIGNES D'AIMANTATION D'UNE COUCHE SPHÉRIQUE AIMANTÉE 671
 plus loin, en désignant par D le dénominateur des valeurs de φ et φ' :

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} F - \varphi = 3F \frac{(2\mu + 1)}{D}, \\ \frac{\varphi'}{F - \varphi} = \frac{\mu - 1}{2\mu + 1} = m, \\ 1 - 2m = \frac{3}{2\mu + 1}, \\ 1 + m = \frac{3\mu}{2\mu + 1}, \\ 2 - m = \frac{3(\mu + 1)}{2\mu + 1}. \end{array} \right.$$

Comme on le voit, la quantité m est un paramètre qui ne dépend que de μ .

Lignes d'aimantation. — La *fig. 1* représente la section de la couche sphérique par le plan méridien ZX, passant par OZ qui est parallèle au champ inducteur F, et nous considérons le point M qui se trouve dans ce plan et qui est déterminé par les deux coordonnées angulaires θ et r égal à OM.

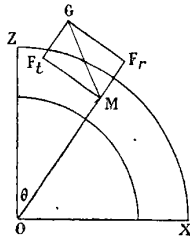


FIG. 1.

Puisque chacune des couches de déplacement φ et φ' donne lieu à une force magnétique située dans le plan méridien, il en sera de même de leur résultante et la ligne d'aimantation sera par conséquent comprise dans ce plan. La rotation de cette ligne autour de OZ lui fera occuper toutes les positions possibles.

Déterminons les deux composantes de la force magnétique au point M, dirigées respectivement suivant le rayon vecteur et suivant la tangente au cercle passant par M. Les trois forces à composer sont F dirigée suivant OZ et les deux forces dues aux couches a et a' dont les composantes normale et tangentielle ont les valeurs bien connues, en dehors et au dedans de chaque couche. En désignant

par F_r et F_t les deux composantes normale et tangentielle de la résultante totale, on a :

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} F_r = \left[F - \varphi - 2\varphi' \frac{a^3}{r^3} \right] \cos \theta, \\ F_t = \left[F - \varphi + \varphi' \frac{a^3}{r^3} \right] \sin \theta. \end{array} \right.$$

La première est dirigée dans le sens positif du rayon vecteur OM et la seconde dans le sens MF_t qui est négatif par rapport à l'accroissement de θ dans les expressions (3), les valeurs entre parenthèses sont positives, car la première en tenant compte des (2) est égale à

$$\frac{3F}{D} \left[2\mu \left(1 - \frac{a'^3}{r^3} \right) + 1 + \frac{2a'^3}{r^3} \right]$$

et la seconde à

$$\frac{3F}{D} \left[2\mu + 1 + (\mu - 1) \frac{a'^3}{r^3} \right]$$

et d'autre part le rapport $\frac{a'}{r}$ est plus petit que l'unité, d'où il résulte que la direction des composantes est bien celle mentionnée.

La direction de la résultante MG est donnée par l'angle u qu'elle fait avec le prolongement de OM et on a :

$$\text{tang } u = \frac{F - \varphi + \varphi' \frac{a'^3}{r^3}}{F - \varphi - 2\varphi' \frac{a'^3}{r^3}} \times \text{tang } \theta$$

et en tenant compte de la valeur de m (2),

$$(4) \quad \text{tang } u = \frac{r^3 + ma'^3}{r^3 - 2ma'^3} \times \text{tang } \theta.$$

Pour établir l'équation différentielle de la ligne d'aimantation, il faut exprimer que la tangente à la courbe au point M est donnée par la direction de la résultante HG et qu'elle fait par conséquent l'angle u avec le rayon vecteur, d'où résulte :

$$\frac{dr}{r d\theta} = - \frac{1}{\text{tang } u},$$

et l'équation différentielle de la courbe d'aimantation est, en remplaçant

çant $\text{tang } u$ par sa valeur (4) et en faisant pour abrégér $2ma'^3 = q$:

$$(5) \quad \frac{dr}{r} \left[\frac{r^3 + \frac{q}{2}}{r^3 - q} \right] = - \frac{d\theta}{\text{tang } \theta}$$

qui se met sous la forme :

$$\frac{dr}{2r} - \frac{3r^2 dr}{2r^3 - q} = \frac{d\theta}{\text{tang } \theta},$$

dont l'intégrale est :

$$\log \left[\frac{r}{r^3 - q} \right]^{\frac{1}{2}} = \log \frac{\sin \theta}{C},$$

C désignant une constante d'intégration. L'équation de la ligne d'aimantation est donc :

$$(6) \quad \sin \theta = C \left[\frac{r}{r^3 - 2ma'^3} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Détermination de C. — Le point initial des lignes d'aimantation peut se trouver soit sur la circonférence a' , soit sur la partie de l'axe des X comprise entre les deux circonférences qui limitent la couche.

Dans le premier cas, soit θ_0 la valeur de θ pour le point initial sur le cercle a' ; la valeur de C est donnée d'après (6) par

$$C = \sin \theta_0 a' [1 - 2m]^{\frac{1}{2}}$$

et l'équation de la courbe devient :

$$(7) \quad \sin \theta = \sin \theta_0 \left[\frac{1 - 2m}{1 - \frac{2ma'^3}{r^3}} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{a'}{r}.$$

Dans le second cas, soit a_0 la valeur du rayon vecteur du point initial sur l'axe des X ; la valeur de C est donnée d'après (6) par.

$$C = a_0 \left[1 - \frac{2ma'^3}{a_0^3} \right]^{\frac{1}{2}}$$

et l'équation de la courbe devient :

$$(8) \quad \sin \theta = \left[\frac{1 - \frac{2ma'^3}{a_0^3}}{1 - \frac{2ma'^3}{r^3}} \right]^{\frac{1}{2}} \times \frac{a_0}{r}.$$

Il est à noter que, dans les équations (7) et (8), le rayon a' entre seul et qu'elles sont indépendantes de a . Il en résulte qu'une ligne d'aimantation déterminée par la valeur initiale θ_0 sur le cercle a' ou par la valeur initiale a_0 sur OX, peut être prolongée indéfiniment, lorsqu'on suppose que l'épaisseur de la couche augmente. On peut se demander si en prenant le point initial sur le cercle le plus grand, il est possible de prolonger une courbe donnée au delà du cercle le plus petit en se rapprochant du centre. Dans ce cas, la constante C est déterminée par l'équation :

$$C = \sin \theta_0 a \left(1 - \frac{2ma'^3}{a^3} \right)^{\frac{1}{2}}$$

et l'équation de la courbe est :

$$(9) \quad \sin \theta = \sin \theta_0 \left[\frac{1 - \frac{2ma'^3}{a^3}}{1 - \frac{2ma'^3}{r^3}} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{a}{r}$$

Comme on le voit, les rayons a' et a y entrent tous deux et si on donne à a' une nouvelle valeur plus petite que la première, pour une même valeur de r la courbe ne sera plus la même. Par conséquent, il n'est pas possible de prolonger une courbe donnée en dedans de la circonférence intérieure.

Considérons la courbe sous la forme (7). La quantité $1 - 2m$ est très petite si μ a une valeur plus grande que 100. Supposons μ égal à 100; il en résulte (2) $m = 0,497$ et $1 - 2m = 0,0105$. Dès que le rapport $\frac{a'}{r}$ devient notablement plus petit que l'unité, la quantité $1 - 2m \left(\frac{a'}{r} \right)^3$ est notablement plus grande que $1 - 2m$ et $\sin \theta$ est beaucoup plus petit que $\sin \theta_0$. Par exemple, r égal à $1,1 \times a'$ donne

$$\left[\frac{1 - 2m}{1 - 2m \left(\frac{a'}{r} \right)^3} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{a'}{r} = 0,46,$$

d'où résulte, pour $\theta_0 = 45^\circ$, $\theta = 19^\circ$. Ainsi la courbe passe de la coordonnée angulaire 45° à celle beaucoup plus petite de 19° , pour une augmentation de 1 dixième de rayon, ce qui montre qu'elle est près d'avoir une direction tangentielle.

C'est ce que montre aussi la valeur de $\tan u$ (4); pour $r = 1,4 \times a'$, on a $\tan u = 5,8 \tan \theta$, ce qui donne, pour $\theta = 45^\circ$, $u = 79^\circ$, c'est-à-dire que la tangente à la courbe ne fait qu'un angle de 41° avec la tangente au cercle. L'expression de $\tan u$ montre que pour $r = a'$, $\tan u = \mu \tan \theta$, suivant la règle de la réfraction magnétique, et que si r tend vers ∞ , u tend vers θ , ce qui implique que la courbe est asymptotique à l'axe OZ. Pour $\theta = \frac{\pi}{2}$, $u = \frac{\pi}{2}$, d'où résulte que la courbe, si elle rencontre l'axe OX, lui est normale.

En prenant le point initial sur le plus grand cercle, on a la forme (9) d'après laquelle $\sin \theta$ devient égal à l'unité lorsque r diminue suffisamment pour que l'on ait :

$$\sin \theta_0 \left[\frac{1 - \frac{2ma'^3}{a^3}}{1 - \frac{2ma'^3}{r^3}} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{a}{r} = 1.$$

D'après ce qui précède, on voit que la courbe ne peut pas être prolongée au delà de ce point, puisqu'elle y rencontre l'axe OX, lui étant normale.

INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE SUR LE PHÉNOMÈNE DE POLARISATION DANS LA SOUPE ÉLECTROLYTIQUE;

Par M. G. ATHANASIADIS.

Pour examiner l'influence de la température sur le courant de polarisation dans la soupe électrolytique, possédant une électrode en aluminium, nous avons utilisé parmi les électrolytes ceux pour lesquels le phénomène de polarisation se manifeste le plus clairement et surtout les solutions concentrées de K^3PO^4 ou Na^3PO^4 ou de tartrate double de K et Na, les solutions alcalines de phosphate d'ammonium (1) et de bichromate de potassium.

Appareil. — La cuve électrolytique était formée d'un vase rempli de liquide, et les électrodes étaient constituées par un bâton de

1) POLLAK, brevet allemand, 31 août 1898, et BLONDIN, *Bulletin de la Société internat. des Electriciens*, 2^e série, t. I, p. 326; 1901.

charbon ayant un diamètre de 8 millimètres et, d'autre part, par une lame d'aluminium de 2 centimètres de largeur. La cuve était chauffée convenablement, la température étant réglée par un thermostat. La différence de potentiel aux électrodes était réglée au moyen d'un rhéostat de manière à pouvoir s'élever finalement au voltage de 115 volts; l'aluminium fonctionnant comme anode.

Mode d'observation. — Pour déterminer les changements d'intensité du courant sous différents voltages, nous avons fait usage de la méthode suivante. Nous avons changé périodiquement le sens du courant par un commutateur en rendant ainsi l'aluminium alternativement cathode et anode et en augmentant progressivement la différence de potentiel entre les électrodes.

Au commencement, le courant passe de l'aluminium au charbon jusqu'à ce que la polarisation soit complète; après cela on supprime la polarisation en renversant le sens du courant. On diminue ensuite la résistance du circuit pour augmenter la différence de potentiel entre les électrodes et on mesure l'intensité en changeant chaque fois les pôles. La force électromotrice de polarisation augmente d'abord à peu près proportionnellement au temps⁽¹⁾. Mais le temps nécessaire pour que le courant de polarisation atteigne une valeur fixe dépend de la différence de potentiel entre les électrodes et il peut ainsi atteindre quinze ou vingt minutes et même plus. Quand, au contraire, l'aluminium devient pôle négatif, le courant prend très vite sa valeur permanente.

Il est difficile de maintenir fixe la température de l'électrolyte pendant la durée de l'expérience, parce qu'elle va en augmentant, surtout pour les intensités élevées du courant.

Les températures sont portées de 14° jusqu'à 90°, de 10° à peu près en 10°. Pour chaque température, nous pouvons établir un tableau des valeurs correspondantes de l'intensité et de la différence de potentiel. Ainsi, par exemple, nous avons pour la solution de $\text{Na}^2\text{AzH}^4\text{PO}^4$ à la température de 40° le tableau suivant :

(1) G. SCHULZE, *Ann. der Physik*, t. XX, s. 929; 1907.

$t^{\circ} = 40^{\circ} \text{ C.}$

Al +		Al -	
ampères	volts	ampères	volts
0,022	69	0,053	2
0,030	75	0,080	2,1
0,040	80	0,116	2,5
0,044	85	0,150	3
0,050	89	0,200	3,2
0,060	100	0,410	4
0,072	105	0,670	5,5
0,080	108	0,900	6,5
0,090	110	1,280	8
0,091	112	1,490	9
0,102	113	1,850	11
0,103	115	3,100	15
0,102	115	4,150	19
0,103	116	4,370	21

Les courbes (fig. 1) montrent l'allure du phénomène pour la solution concentrée de $\text{Na}^2\text{AzH}^4\text{PO}^4$.

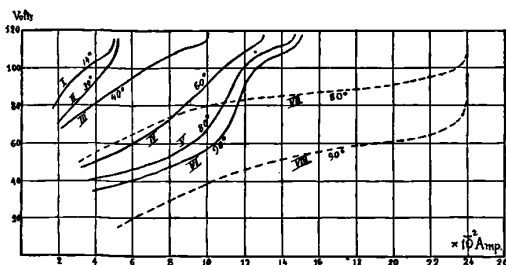


FIG. 1.

Les courbes I, II, III, IV, V, VI se rapportant aux températures 14°, 30°, 40°, 60°, 80° et 90°. Elles montrent la variation de l'intensité du courant sous des différences de potentiel atteignant 116 volts, l'aluminium fonctionnant comme anode.

Il résulte de l'examen des courbes que la différence de potentiel nécessaire pour maintenir une intensité donnée du courant diminue à mesure que la température augmente. Le phénomène est attribuable en partie à la diminution de la résistance du liquide — comme le démontre l'augmentation de l'intensité du courant, l'aluminium formant cathode — et principalement à la diminution du

pouvoir isolateur de la couche d'oxyde d'aluminium qui provoque la polarisation (1).

Les courbes VII et VIII montrent l'allure du phénomène quand la mesure de la différence de potentiel et d'intensité se fait aussitôt après le changement des pôles et avant la polarisation complète des électrodes.

Autres électrolytes. — Les mêmes phénomènes se manifestent avec d'autres électrolytes, mais l'intensité du courant de polarisation varie selon la nature de substance en dissolution. Ainsi, par exemple, pour une solution de K^3PO^4 et pour des températures 18° et 80° , nous avons les tableaux suivants :

$t^\circ = 18^\circ \text{ C.}$

Al +		Al -	
ampères	volts	ampères	volts
0,009	100	0,052	5
0,009	100	0,066	5,5
0,0095	104	0,077	6
0,010	110	0,130	6,5
0,010	110	0,148	7
0,010	114	0,310	8
0,011	116	0,650	11
0,011	116	1,200	14
0,011	116	1,650	16
0,011	116	2,450	19
0,011	117	4,250	26,5

$t^\circ = 80^\circ \text{ C.}$

Al +		Al -	
ampères	volts	ampères	volts
0,0165	81	0,053	2,1
0,017	90	0,069	2,1
0,018	94	0,081	2,3
0,020	102	0,146	2,5
0,030	108	0,390	3,5
0,055	110	0,850	5
0,062	113	1,22	6
0,062	114	2,02	7,5
0,063	115	3,25	11
0,063	117	4,40	15

Il résulte de ces tableaux que le courant de polarisation dans cet électrolyte est plus faible que dans le Na^2, AzH^4, PO^4 .

(1) BETZ, *Wied. Ann.*, 2^e série, p. 94; 1877; — et STEINTZ, *Wied. Ann.*, XXXII, p. 106; 1887.

Au contraire, pour l'alun à 90°, nous avons :

$$t^{\circ} = 90^{\circ} \text{ C.}$$

Al +		Al -	
ampères	volts	ampères	volts
0,053	3,2	0,058	1,5
0,076	4,5	0,077	1,6
0,119	7	0,125	2
0,350	22	0,410	3
0,740	24	0,89	4,5
1,050	26,5	1,28	6
1,50	28	1,85	7,2
2,00	30,5	2,55	9,3
2,60	34	3,25	12
3,30	36	4,10	17,5

On voit que l'alun n'est pas un électrolyte convenable pour la sou-pape électrolytique.

Nous observons qu'on peut remplacer l'électrode de charbon par une électrode en Pb, Cu, Fe, etc. ; mais, dans ce cas, l'oxydation du métal forme des produits secondaires d'électrolyse.

Remarquons en outre que les phénomènes de phosphorescence de l'électrode ⁽¹⁾ d'aluminium, formant pôle positif, se manifestent mieux par l'augmentation de la température de l'électrolyte.

De plus, à partir de la température de 50°, il se forme des étincelles entre le liquide et l'aluminium sur la ligne de contact de la surface du liquide et de l'aluminium. En augmentant la température, ces étincelles deviennent plus nombreuses et forment enfin une ligne lumineuse.

Selon M. Berti ⁽²⁾, les étincelles apparaissent quand la différence de potentiel dépasse 150 volts, mais nous avons observé l'apparition des étincelles sous la tension de 90 volts à la température de 50°.

Nous concluons de ces expériences que :

1° En augmentant la différence de potentiel des électrodes, l'intensité du courant de polarisation tend vers une valeur limite, qui dépend en outre de la température de l'électrolyte ;

2° Cette intensité limite du courant n'est pas la même pour les divers électrolytes ;

⁽¹⁾ BRAUM, *Wied Ann.*, t. LXV, p. 361-364.

⁽²⁾ BERTI, *l'Electricister*, t. XII, p. 1 ; 1902.

3° En général, la différence de potentiel produisant un courant d'une intensité définie dans la soupape électrolytique, diminue quand la température d'électrolyte va en augmentant.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

2° semestre 1908 (*fn*).

E. ROTHÉ. — Influence de la pression sur l'ionisation produite dans les gaz par les rayons X. — Courants de saturation, courbes de courant et courbes à champ constant. — P. 785 et 1279.

Description de l'appareil. — Les résultats obtenus ont été :

1° Pour des pressions allant de $\frac{1}{10}$ jusqu'à 5 atmosphères, l'intensité du courant de saturation paraît croître proportionnellement à la pression ;

2° Pour les champs très faibles, l'intensité du courant d'ionisation est d'autant plus petite que la pression est plus grande ;

3° Pour une valeur déterminée du champ, il existe une valeur de la pression pour laquelle l'intensité du courant est maxima, cette valeur étant inférieure à 5 atmosphères pour les champs faibles. Pour les différences de potentiel supérieures à 80 volts au contraire, jusqu'à 5 atmosphères, l'intensité du courant croît toujours avec la pression.

HURMUZESCU. — Électroscopes et électromètres à compensation. — P. 788.

Dans la mesure de l'écart des feuilles d'un électroscope, deux causes d'erreur se rencontrent : 1° l'erreur de parallaxe, les divisions auxquelles on rapporte les angles des feuilles ne se trouvant pas dans le même plan que celles-ci ; 2° les feuilles (et c'est la cause d'erreur la plus importante), à cause de la difficulté de les suspendre bien parallèlement ensemble, en divergeant, tournent sur elles-mêmes, de sorte que les arêtes, mises au point une fois, ne se trouvent plus l'être après une nouvelle divergence. L'auteur, au lieu de mesurer les déviations, décrit et donne une figure de l'appareil où il ramène, par une méthode de compensation, la déviation à sa valeur

initiale par une variation symétrique et linéaire de la capacité de l'électroscope, à l'aide d'une vis micrométrique à tambour; cette variation est faite de telle façon qu'il n'en résulte aucune modification entre les pièces métalliques et les feuilles mobiles de l'électroscope. L'appareil peut être rendu sensible au $\frac{1}{200}$ de volt, et donne les pertes de charge, soit par le calcul, soit en déterminant en volts le déplacement d'une division du tambour.

V. CRÉMIEU et L. RISPAIL. — Détermination nouvelle de l'équivalent mécanique de la chaleur. — P. 793.

La transformation de la chaleur en travail est produite dans le moufle d'un calorimètre Bunsen dans lequel on peut conserver, pendant plusieurs heures, une température rigoureusement égale à celle de la glace fondante, protégé qu'il est par une éprouvette de Dewar. L'agitateur qui plonge dans le liquide du moufle est vertical et est mis en marche par un moteur électrique d'axe vertical monté sur roulement à bille, portant un compteur de tours et dont les inducteurs mobiles sont fixés à un équipage, mobile autour du même axe vertical, rendu apériodique par l'amortisseur Crémieu (1). Un fil fin, fixé à une distance l connue de cet axe, passe sur une poulie très mobile et porte un plateau où l'on met le poids P nécessaire pour équilibrer le couple d'entraînement du moteur, d'où la mesure facile du travail. La mesure de la quantité de chaleur revient à la simple pesée du mercure absorbé par l'appareil.

On trouve aussi :

$$J = 4,1851 \times 10^7 \text{ ergs} \pm 0,0027 \cdot 10^7.$$

G.-D. HINRICHS. — Sur la détermination du poids atomique de la substance pondérale simple, le pantogène. — P. 797.

L'hydrogène est le plus simple de tous les éléments chimiques, la forme la moins condensée de la matière pondérable supposée unique. C'est par l'étude de cet élément que l'auteur détermine le poids atomique de la matière première, le pantogène; il arrive pour ce poids atomique, en étudiant la forme géométrique des atomes, à la valeur

(1) C. R., t. CXL, 1905.

0,007813, $\frac{1}{128}$ de celui de l'hydrogène, égale aussi à l'excès sur 1 de la valeur vraie du poids atomique de l'hydrogène rapporté à $O = 16$ ou mieux $C = 12$.

L. PÉLET-JOLIVET et A. WILD. — État de matières colorantes en solution.
P. 683.

L. PELET-JOLIVET et N. ANDERSEN. — P. 808.

Les matières colorantes existent en solution à l'état dissocié ; quelques unes affectent en même temps l'état colloïdal. L'addition d'électrolytes, par l'action des ions de signes contraires, favorisera le passage de la solution colorante à l'état de fausse solution. Les matières colorantes en solution et dissociées forment des ions de dimensions inégales : l'un, l'ion Cl, K, Na , etc., étant toujours relativement petit par rapport à l'ion organique très gros. Ces ions disparates, d'après les lois de l'électrisation de contact de Perrin, doivent jouer nécessairement un rôle en teinture ; leur fixation, en effet, se réalise suivant ces lois et les solutions de colorants paraissent être le terme de passage entre les solutions salines et les solutions colloïdales.

G. MALFITANO et L. MICHEL. — Sur l'hydrolyse du perchlorure de fer : influence des sels neutres. — P. 803.

Dans les solutions de $FeCl^3$ additionnées de KCl , quelle que soit la concentration respective des deux sels, les phénomènes caractéristiques de l'état colloïdal apparaissent toujours plus vite et deviennent plus prononcés que dans les solutions de $FeCl^3$ seul. L'augmentation en particulier de la conductivité, donc de la quantité de $FeCl^3$ décomposé, est plus grande, si toutefois la concentration de KCl est plus faible que celle de $FeCl^3$. De même, la conductivité des solutions hydrolysées à 100° et maintenues à 18° tend à diminuer en présence de KCl (rétrogradation). Dans l'hydrolyse, l'hydrate tend à former des micelles d'autant plus volumineuses que la quantité de KCl est plus grande, quoique KCl n'entre pas dans la composition des micelles. Les mêmes résultats s'observent avec les autres chlorures, l'azotate de potassium ; par contre, les sels dont le radical négatif est polyvalent entravent toujours l'hydrolyse et à des doses d'autant plus faibles que la température est plus basse.

E. FOUARD. — Sur les propriétés colloïdales de l'amidon et sur l'unité de sa constitution. — P. 813 et 931.

Expériences montrant que l'amidon est une espèce chimique unique, susceptible d'une transformation physique, totale et réversible, vers un état de solution parfaite.

H. BENARD. — Formation de centres de giration à l'arrière d'un obstacle en mouvement. — P. 839 et 970:

Description de l'appareil cinématographique employé. Les obstacles en mouvement employés étaient des solides cylindriques verticaux, ayant un plan de symétrie vertical parallèle aux génératrices et à la direction de translation et terminés à l'avant par un dièdre plus ou moins aigu, immergés sur une longueur de 6 centimètres environ et n'émergeant que de quelques millimètres.

Pour une vitesse suffisante, il y a production périodique de tourbillons, qui se détachent alternativement à droite et à gauche du remous d'arrière qui suit le solide, gagnent presque immédiatement leur emplacement définitif, de façon à former une double rangée d'entonnoirs stationnaires, dextrogyres à droite, lévogyres à gauche, séparés par des intervalles égaux. Leur équidistance est indépendante de la vitesse, croît approximativement comme la racine carrée de l'épaisseur transversale du coin enfoncé dans le liquide par l'obstacle, et croît aussi, mais plus lentement, avec la viscosité.

LÉON et EUGÈNE BLOCH. — Ionisation par le phosphore et phosphorescence. — P. 842.

La phosphorescence, l'ionisation et l'ozone se produisent dans la même région, qui peut être séparée du phosphore quand le courant gazeux est suffisamment rapide; elles sont dues à l'oxydation de l'anhydride phosphoreux, et les gros ions du phosphore produits par cette oxydation sont rapidement alourdis par la présence de particules liquides ou solides.

G. MASSOL. — Radioactivité des eaux d'Uriage-les-Bains (Isère). — P. 844.

PAUL BESSON. — P. 848.

Indication des résultats obtenus.

M. CHANOZ. — Sur la polarisation de l'homme vivant soumis à l'action du courant continu (intensité et dissipation). — P. 846.

Les tissus de l'homme vivant se polarisent. Cette polarisation se dissipe avec le temps, rapidement d'abord, puis de plus en plus lentement, avec la même vitesse du reste que le circuit extérieur aux tissus soit ouvert ou fermé.

Le degré de polarisation croît avec l'intensité, et la durée du courant polarisant, avec la longueur des tissus traversés et doit passer par un maximum, peut-être atteint dans certains accidents industriels.

O. KELLER. — La réaction de l'éther sur la matière comme cause de l'attraction universelle. — P. 853.

Théorie philosophique et mathématique montrant que la matière elle-même est à la fois la cause et l'objet de l'attraction universelle avec l'éther pour agent.

MARCEL BRILLOUIN. — Sur la résistance des fluides. Les expériences nécessaires. — P. 919.

Théorie mathématique.

MARAGE. — Différents tracés d'une même voyelle chantée. — P. 921.

Emploi de la sirène à voyelles, des résonnateurs buccaux et de l'appareil de photographie de la parole de l'auteur ⁽¹⁾.

Les voyelles OU, O, A, E, I se forment dans le larynx. Elles sont ou renforcées ou transformées par la cavité buccale. Pour qu'elles soient renforcées, il faut que :

Si A est émis sur la note n , la cavité buccale doit donner la note $3n$. Pour E et O émis sur n' , la cavité doit donner $2n'$. Pour I et OU émis sur n'' , la cavité doit donner n'' en ne tenant pas compte des harmoniques accessoires donnant le timbre. Les tracés sont dans ces cas très simples, et se modifient si la bouche ne prend pas la forme qu'elle doit avoir. Exemples de tracés.

(1) C. R., mars 1908.

F. BORDAS. — Sur la radioactivité du sol. — P. 924.

La radioactivité du sol dans la province d'Aconcagua (Chili) est assez intense pour colorer en peu de temps des fragments de verre placés sur le sol. Il y a peut-être une corrélation entre cette radioactivité et la formation des gisements de nitrates du Chili.

PR.-A. GUYE et A. PINTZA. — Composition volumétrique du gaz ammoniac et poids atomique de l'azote. — P. 925.

Un litre normal (0°, 1 atmosphère, $h = 0$, $\lambda = 45^\circ$) pèse 0^{gr},37989. De l'analyse volumétrique on déduit : 1° que le gaz a bien la formule NH_3 ; 2° que le poids atomique de l'azote est compris entre 14,00 et 14,02.

LOUIS PARIS. — Obtention de l'alumine fondue à l'état amorphe et reproduction de la coloration bleue du saphir oriental. — P. 933.

VERNEUIL. — P. 1061.

L'alumine chimiquement pure ne peut dissoudre d'autres colorants que les oxydes de chrome et de nickel. Si on introduit quelques centièmes de chaux, l'oxyde de cobalt et un certain nombre de colorants donnent une coloration bleue. Dans ces conditions, l'alumine est amorphe, au lieu d'être cristallisée comme dans le cas de l'alumine pure ou colorée en rouge, et l'oxyde de cobalt s'y dissout très bien.

M. Verneuil rappelle qu'il a obtenu aussi une imitation de saphir par la fusion de l'alumine additionnée des oxydes de cobalt et de magnésium. La coloration bleue obtenue diffère du reste de celle du saphir naturel, car elle prend une forte teinte violette à la lueur rougeâtre d'une bougie. Le produit de M. Paris doit donc être vraisemblablement coloré par un mélange d'oxydes de cobalt et de fer, la présence de ce dernier oxyde masquant la coloration violette que peut présenter le cobalt seul aux lumières artificielles colorées.

A. LETALLE. — Relief picnométrique à travers la Manche. — P. 1090.

Les échantillons recueillis montrent que la densité de l'eau de mer

croît d'une manière générale de la côte française à la côte anglaise, avec deux minima, l'un à 10 milles de Dieppe, l'autre à 30 milles. Ces minima sont peut-être dus aux apports d'eau douce par les eaux de la Seine, se séparant en plusieurs courants.

H. DESLANDRES et A. BERNARD. — Recherches spectrales sur la comète Morehouse c 1908. — P. 774.

H. DESLANDRES et J. BOSLER. — P. 951.

Le spectre présente les bandes principales de l'azote et du cyano-gène illuminés électriquement aux basses pressions et surtout trois radiations λ 456,1, 426,7, 401,3 reconnues pour la première fois dans la comète Daniel 1907. Ces radiations apparaissent comme doubles dans les épreuves ; il est probable que cela est dû à l'effet Doppler.

A. COTTON et P. WEISS. — Sur le rapport $\frac{e}{m}$; comparaison des valeurs déduites de l'étude du phénomène de Zeemann et de mesures récentes sur les rayons cathodiques. — P. 969.

Les expériences de Cotton et Weiss sur le changement magnétique des raies du zinc leur donnaient

$$\frac{e}{m} = 2 \times 1,767 \ 10^7.$$

Classen (1), d'expériences faites avec des rayons cathodiques de faible vitesse, obtient :

$$\frac{e}{m} = 1,773 \ 10^7, \text{ nombre sensiblement moitié du précédent.}$$

Enfin les expériences récentes de Lohmann (2) sur les raies du spectre visibles de l'hélium conduisent à :

$$\frac{e}{m} = 1,77 \ 10^7.$$

Il y a là une concordance remarquable ; les expériences de Lohmann montrent, de plus, que les raies de l'hélium fournissent ce

(1) *Physikalische Zeitschrift*, novembre 1908.

(2) *Physikalische Zeitschrift*, mars 1908.

triplet normal qu'on a cherché en vain dans les raies non serrées qui donnent des triplets purs.

NICOLAS. — Effluves lumineux continus pendant un orage à l'île Lifou (îles Loyalty). — P. 1041.

Description du phénomène qui a duré une heure et demie sans discontinuer.

CHAUSEDAIGUES. — Le mouvement brownien et la formule d'Einstein. P. 1044.

Les expériences de l'auteur montrent qu'on doit regarder comme exacte la formule d'Einstein, obtenue en prenant comme point de départ l'hypothèse qui place dans l'agitation moléculaire la cause du mouvement brownien (Gouy, 1888).

L. MICHEL. — Sur la composition des colloïdes hydro-oxy-chloroferriques étudiée par la filtration au moyen des membranes en collodion. — P. 1052-1288.

Il est possible, par centrifugation ou filtration au travers du collodion, de séparer la matière colloïdale en portions de propriétés et de composition différentes. A mesure que l'hydrolyse progresse, la quantité de colloïde augmente et sa composition varie irrégulièrement; la richesse en Cl varie avec la rapidité avec laquelle la température s'élève; elle est en général plus grande quand on chauffe lentement les solutions de FeCl^3 ; elle est d'autant plus faible que la température maxima atteinte est plus élevée et que la concentration en FeCl^3 est plus faible; enfin, en ajoutant HCl, la quantité de colloïde et sa teneur en Cl sont moindres.

L'auteur en conclut qu'on est en présence d'un mélange composé d'unités physiques où Cl ou Fe entrent dans un rapport variable $\frac{1}{1}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, etc.

G. VOISIN. — Description de l'aéroplane Voisin expérimenté par MM. Farman et Delagrangé. — P. 1273.

Description des divers organes de l'appareil; des essais de cinq années, il résulte, en particulier, que :

1° Plus un plan est développé en envergure, plus son utilisation augmente; le même fait se présente pour les pales d'hélice;

2° Les hélices aériennes peuvent atteindre des rendements de 800/0;

3° On peut, en distribuant convenablement les surfaces, obtenir des appareils stables par leur forme même et rendant inutiles les dispositifs d'équilibre automatique.

GEORGES MESLIN. — Sur le dichroïsme magnétique de la calcite et de la dolomie dans les liqueurs mixtes. — P. 1277.

Les liqueurs mixtes sont constituées par un liquide et une substance cristallisée anisotrope, ici la dolomie ou la calcite. Bien que ces deux corps présentent de fortes ressemblances comme composition, forme cristalline, isomorphisme, etc., ils donnent naissance à des liqueurs ayant exactement des propriétés inverses, en ce qui concerne le dichroïsme magnétique.

De plus, les liqueurs formées avec la dolomie présentent un dichroïsme spontané de même signe que le dichroïsme magnétique, bien que le champ magnétique soit, dans les expériences, perpendiculaire au champ de la pesanteur.

JEAN BECQUEREL. — Sur le pouvoir rotatoire aux basses températures et sur la liaison entre l'absorption de la lumière et la polarisation rotatoire dans les cristaux de cinabre. — P. 1281.

Étude sur une lame de cinabre, homogène, à faces normales à l'axe de 18° à -188° . Ce corps possède un pouvoir rotatoire magnétique considérable, qui diminue, pour une même longueur d'onde, par l'effet du refroidissement (même effet du refroidissement pour le quartz). De plus, le pouvoir rotatoire augmente rapidement auprès de la région absorbée; par suite il est bien lié à l'absorption.

L. BLOCH. — Sur la théorie de l'absorption dans les gaz. — P. 1284.

Représentons-nous chaque molécule gazeuse comme formée d'un électron gravitant autour d'un centre positif. Pour l'effet des chocs, la force vive accumulée produit une élévation de la température du gaz, et le calcul montre que celui-ci se comporte, sous l'effet des chocs, comme s'il se composait de particules chargées d'une seule espèce possédant une masse m telle que

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)$$

et un coefficient z de frottement

$$z = \frac{m}{e^2 t_1} \left(1 + \frac{n_0^2}{n^2} \right),$$

m_1, m_2, e désignant les masses et la charge de l'électron et du centre positif, t_1 le temps du libre parcours des molécules du gaz, n_0 la fréquence de la vibration, n la fréquence de l'onde étudiée. Ce coefficient z est fonction de la longueur d'onde et sa valeur égale $\frac{2m}{e^2 t_1}$ dans le cas de la résonance.

Dans les cristaux, les expériences de J. Becquerel montrent que Z varie sensiblement comme la racine carrée de la température absolue; c'est aussi ce que donne la formule précédente, avec la valeur de t_1 tirée de la théorie cinétique des gaz.

B. URBAIN et G. JANTSCH. — Sur le magnétisme des terres rares. — P. 1286.

Deux éléments voisins du groupe des terres rares se différencient très nettement par leurs propriétés magnétiques, ce qui peut permettre d'être renseigné sur la composition des mélanges. On trouve, dans la série des terres rares, deux maximums pour le magnétisme, un dans le groupe cérique, l'autre dans le groupe yttrique. Le lanthane, premier terme du groupe cérique, est diamagnétique, le praséodyme est paramagnétique, mais il l'est moins que le néodyme qui l'est cinq fois plus que le samarium. De même le magnétisme croît de l'euporium au dysprosium. Les coefficients d'aimantation

$x 10^6 =$	33,5 Néodyme;
	6,5 Samarium;
	33,5 Europium;
	161 Gadolinium;
	237 Terbium;
	290 Dysprosium.

PASCAL. — Remarque sur les propriétés magnétiques des corps simples.
P. 1290.

Si on appelle susceptibilité atomique d'un corps simple le produit de sa susceptibilité spécifique par son poids atomique, on peut énoncer la règle suivante : « La susceptibilité atomique est une fonction exponentielle du poids atomique, pour des corps diamagnétiques de même valence et de propriétés chimiques analogues. » La vérification de cette règle est bonne dans le cas des trois premières familles de métalloïdes; comme toujours, les premiers corps de chaque famille font exception.

JOSÉ COMAS SOLA. — Sur les microsismes de longue durée. — P. 1361.

Les barosismes, ou microsismes, de faible période d'oscillation et de longue durée totale, ne montrent pas une relation intime avec les changements de pression barométrique et de température.

J. THOULET. — De l'influence de la déflation sur la constitution des fonds océaniques. — P. 1363.

Les nouvelles expériences de l'auteur confirment l'hypothèse de l'origine cosmique et éolienne de la majeure partie des minéraux dits fins-fins trouvés dans les fonds d'eau marins, surtout les plus éloignés de la terre. Le quartz constitue la portion la plus considérable des poussières éoliennes, puis l'argile; la magnétite est d'origine cosmique.

Les poussières des régions continentales dépendent surtout de la région immédiatement voisine, puis des régions situées au-dessus d'elles par rapport aux vents régnant le plus habituellement.

ANDRÉ LÉAUTÉ. — Sur la formule de Thomson $T = 2\pi\sqrt{CL}$
relative à la décharge d'un condensateur. — P. 1394.

La formule de Thomson a été établie en supposant nulle la capacité du circuit qui réunit les deux armatures. Si cette capacité n'est pas négligeable, d'après la théorie que donne l'auteur dans le cas d'une bobine à deux couches traversée par le courant de décharge, celui-ci peut être considéré comme formé par la superposition d'une infinité de courants sinusoïdaux d'amplitude tendant vers zéro avec la période. La fréquence de l'oscillation la moins rapide est voisine de celle obtenue par la formule de Thomson. De plus, le calcul fait prévoir la présence de stries dans les étincelles d'induction, et à fourni pour leur nombre et leur écartement des chiffres concordant avec ceux auxquels l'expérience a conduit M. Hemsalech.

E. BAUER. — Sur le rayonnement et la température des flammes
du bec Bunsen. — P. 1397.

Les flammes de gaz d'éclairage ont un pouvoir émissif et absorbant considérable pour les rayons restants de la fluorine et cette absorption et l'émission correspondante sont dues à la vapeur d'eau. L'absorption est sélective, ce qui prouve que la vapeur d'eau a une bande d'absorption qui ne s'étend pas dans tout le domaine des rayons restants et dont le maximum est situé au voisinage de la longueur d'onde que laisse passer le chlorure d'argent 23*,7. La température de la flamme a été en outre trouvée égale à 1760° avec une erreur possible de 50° par application de la loi de Kirchhoff, en mesurant les pouvoirs émissif et absorbant de la flamme pour les rayons émis par un corps solide, et le pouvoir émissif d'un corps noir de température connue mis à la place de la flamme.

Ch. MARIE. — Surtension et viscosité. — P. 1400.

On sait que, dans la décomposition de l'eau acidulée, en employant comme cathodes des métaux différents, la différence de potentiel nécessaire pour que l'hydrogène apparaisse à l'état de bulles varie avec le métal. Si on compare les valeurs obtenues en prenant pour base la différence de potentiel cathode-solution et pour point de com-

paraison sa valeur pour le platine recouvert de noir de platine, on obtient une série de nombres croissants qui représentent la surtension cathodique de chaque métal. L'auteur a recherché si la viscosité du milieu ne jouait pas un certain rôle, et il a constaté que :

1° En employant des cathodes de Pt platiné, Ni, Pb, la différence de potentiel croît quand on remplace l'acide par une solution de même concentration, mais à 1 0/0 environ de gomme ou de gélatine;

2° Cette augmentation est d'autant plus élevée que le métal cathodique a lui-même une plus forte surtension.

H. GUILLEMINOT. — Filtrage des rayons X par l'aluminium. — P. 1423.

Tableau représentant, de dixième en dixième de millimètre, entre 0 et 1 millimètre, l'intensité et la qualité du faisceau transmis par une lame d'aluminium.

BERNARD BRUNHES. — Sur les courants telluriques entre stations d'altitude différente. — P. 1445.

Le courant tellurique présente une variation diurne insignifiante sur les lignes perpendiculaires au méridien magnétique, notable sur les lignes parallèles, et l'électricité négative a une tendance à monter de haut en bas (effet d'altitude).

OESTEN BERGSTRAND. — Sur l'emploi d'écrans colorés et de plaques orthochromatiques pour l'observation photographique des étoiles fixes. — P. 1463.

Résultats d'expériences montrant que la combinaison d'un écran jaune et d'une plaque orthochromatique assure une netteté plus grande des images et l'élimination de l'influence nocive due à la réfraction atmosphérique. Elle est à recommander dans toutes les mesures précises de position et surtout dans la recherche des parallaxes stellaires.

L. THOUVENY. — Principe du vol à voile. — P. 1466.

Théorie mécanique montrant que l'oiseau capte l'énergie du vent quand :

1° Il parcourt, dans un plan vertical, avec vent debout, une trajectoire à pente moins descendante ou plus ascendante que celle de la vitesse du vent prise en sens inverse ;

2° Il parcourt, dans un plan vertical avec vent arrière, une trajectoire à pente plus descendante ou moins ascendante que celle du vent ;

3° Il parcourt, dans un plan horizontal, par vent horizontal, un arc présentant sa convexité vers la région d'où souffle le vent.

RADIOT. — Modèle spécial de ballon. — P. 1468.

Type mixte (pli du 28 mars 1889), comportant un ballon ordinaire allongé et un grand plan sustentateur placé entre le ballon et la nacelle.

A. KORN. — Sur le problème des efforts dans la théorie de l'élasticité.
P. 1468.

Théorie mathématique.

A. DUFOUR. — Sur le pouvoir rotatoire magnétique de la vapeur de fluorure de calcium et de la vapeur d'hypoazotide au voisinage de leurs bandes d'absorption. — P. 1471.

La vapeur de fluorure de calcium possède dans le champ magnétique un pouvoir rotatoire magnétique positif en dehors et au voisinage des doublets de toutes les composantes de la bande D'' ($\lambda = 6064,5$) et négatif à leur intérieur ; pour les bandes D ($\lambda = 6037$) et D' ($\lambda = 6050,8$), les rotations sont de signe contraire aux précédentes et légèrement plus faibles.

Pour l'hypoazotide, les raies $\lambda = 5925,4$ et $5856,9$ présentent à leur voisinage une rotation négative ; près d'elles, les raies $\lambda = 5854,9$ et $5846,8$ donnent une rotation magnétique positive du même ordre de grandeur.

G. URBAIN. — Sur la loi de l'optimum des phosphorescences cathodiques des système binaires. — P. 1472.

Dans tout système phosphorescent binaire (les corps purs n'ayant

pas de phosphorescence sensible), dont on fait varier les teneurs relatives en phosphorogène et en diluant, on constate :

- 1° Que chaque bande de phosphorescence passe par un optimum;
- 2° Que les optima des diverses bandes ne coïncident pas nécessairement, bien qu'ils correspondent toujours à des proportions relativement faibles du phosphorogène.

A. GUNTZ et W. BRONIEWSKI. — Sur la résistance électrique des métaux alcalins, du gallium et du tellure. — P. 1474.

Les métaux étaient placés dans des tubes capillaires en forme d'U et la résistance spécifique mesurée par comparaison avec celle du mercure pur. Les auteurs donnent un tableau des résistances spécifiques à diverses températures, le métal étant solide ou fondu ; en particulier à 0°, ils obtiennent pour la résistivité en microhms-centimètres.

Potassium	7,01
Sodium	4,30
Lithum	8,55
Césium.....	19,30
Rubidium.....	12,80
Gallium	53,4
Tellure.....	0,102

BOIZARD.

THE PHYSICAL REVIEW ;

T. CXLII et CXLIII; 1908.

J.-G. DAVIDSON. — Conditions affecting the discharges of electrodes in phenomena of ionization (Rôle des électrodes dans la conductibilité des flammes). — P. 1-27.

1° La température des électrodes est sans influence sensible sur la conductibilité des flammes ; une exception apparente a lieu dans le cas d'une cathode en platine dans une flamme colorée et s'explique par l'influence des sels occlus dans le métal ;

2° La conductibilité du cône intérieur vert du bec Bunsen à flamme non éclairante est comparable à celle des flammes colorées ;

3° Un fil de platine couvert d'un sel alcalin donne une forte, mais brève émission d'ions positifs ;

4° Enfin, et c'est le résultat le plus important de cette étude, des fils de platine passés dans une flamme ou polarisés dans un voltmètre éprouvent, sous l'action de la lumière ultra-violette, une déperdition électrique très rapide de leur charge négative : l'action est deux fois et demie plus forte que pour le zinc poli.

H. GOODWIN et R. MAILEY. — On the density, electrical conductivity and viscosity of fused salts and their mixtures, II (Densité, conductibilité et viscosité des sels fondus et de leurs mélanges, 2^e mémoire). — P. 28-60.

Tableau des conductibilités, entre 200 et 320°, de NaAz^2O^3 , KAz^2O^3 , LiAzO^3 , AgAzO^3 , AgClO^3 et de leurs mélanges : la conductibilité d'un mélange est plus faible que celle qu'on peut calculer d'après les proportions des constituants, et la différence peut atteindre 40/0, résultat en désaccord avec celui obtenu par Poincaré.

La fluidité, inverse de la viscosité, a été mesurée pour les mêmes sels ; les résultats sont en désaccord avec la loi de Fousseureau, d'après laquelle la fluidité serait proportionnelle à la conductibilité ; ils s'accordent, au contraire, avec les idées de Lorenz, qui suppose que, dans les sels fondus, la dissociation est presque complète.

Enfin, si on fait le quotient de la fluidité par le volume moléculaire, ce quotient est directement proportionnel à la température.

W.-R. BLAIR. — The change of phase due to the passage of electric waves through thin plates and the index of refraction of water for such waves, with applications to the optics of thin films (Modifications des ondes électriques par leur passage à travers des lames minces). — P. 61-97.

Les expériences, faites avec des ondulations de 15 à 20 centimètres de longueur d'onde, donnent les résultats suivants : 1° l'intensité des ondes réfléchies et réfractées est d'accord avec les formules de Fresnel ; 2° l'indice de réfraction de l'eau, pour la fréquence $1,5 \times 10^9$, est égal à 8,92 ; 3° le changement de phase dû au passage des ondes à travers une lame diélectrique (eau, paraffine) n'est pas proportionnel à l'épaisseur traversée ; mais le quotient varie périodiquement, la période étant λ ; cette variation affecte d'erreur les déterminations d'indices faites par la méthode du prisme, pour les métaux par Kundt, pour l'eau par Lampa : elle a son origine dans les réflexions multiples des ondes à travers le corps traversé.

L.-E. GURNEY. — The viscosity of water at very low rates of shear
(Viscosité de l'eau pour de très faibles déplacements). — P. 98-120.

La valeur du coefficient η , pour de très faibles déplacements du liquide, est à peine supérieure de 1 0/0 au nombre donné par Landolt et Bornstein.

L.-E. GURNEY. — Some observations on the surface rigidity of water; effects of the soluble constituents of glass upon the viscosity of water at very low rates of shear (Rigidité superficielle de l'eau; effet des constituants du verre sur la viscosité de l'eau). — P. 121-124.

H.-S. CARHART. — The stability of Weston cells
(Stabilité de l'étalon au cadmium). — P. 125-128.

Cette stabilité est au moins égale à celle du Latimer Clark.

J. ZELENY. — The discharge of electricity from pointed conductors
(Déperdition électrique par les conducteurs en pointe). — P. 129-134.

Étude expérimentale de la décharge positive ou négative par des aiguilles d'acier ou des cônes de laiton portés à des potentiels variables et sous différentes pressions gazeuses; des courbes et des formules empiriques résument les résultats. Aucune considération théorique.

L.-S. MAC DOWELL. — The fluorescence and absorption of anthracène
(Fluorescence et absorption de l'anthracène). — P. 155-168.

Étude photographique du spectre de fluorescence et du spectre d'absorption de l'anthracène commerciale ou pure.

F.-L. BISHOP. — The heat of dilution of aqueous salt solutions
(Chaleur de dilution des solutions salines). — P. 169-176.

Si on désigne par U la chaleur correspondant à la dilution d'une solution saturée au volume v , et par a une constante caractéristique du sel, on a :

$$\frac{dU}{dv} = \frac{a}{v^2}.$$

Cette formule montre l'analogie entre la dilution d'une solution et l'effet Joule-Thompson dans la détente d'un gaz.

L.-A. BAUER. — The relation between potential temperature and entropy (Relation entre la température potentielle de l'entropie). — P. 177-183.

La température potentielle d'un corps est définie comme la température absolue atteinte par ce corps, lorsqu'il est porté adiabatiquement à la pression 1.

S.-J. BARNETT. — An investigation on the electric displacement and intensities produced in insulators by their motion in a magnetic field, and its bearing on the question of the relative motion of ether and matter (Déplacement électrique sur les diélectriques en mouvement dans un champ magnétique; mouvement relatif de l'éther et de la matière). — P. 187-190.

Les résultats paraissent favorables à la théorie de Lorentz.

C.-B. THWING. — On the emissivity of molten iron and copper (Émission du fer et du cuivre fondus). — P. 190-192.

A.-W. SMITH. — Heat of evaporation of water (Chaleur d'évaporation L de l'eau). — P. 192-193.

Température.	0°	10°	20°	30°	50°	70°	100°
L.....	596,3	590,9	585,3	579,7	568,2	556,3	538,0

R.-F. EARHART. — Note on spark potentials (Sur les potentiels explosifs). P. 195-196.

J.-E. IVES et R.-E. GOWHDY. — On the absorption of short electric waves by air at different pressures (Absorption des ondes électriques courtes par l'air à différentes pressions). — P. 196-197.

Il y a deux maxima d'absorption (vers 50 et 0 centimètre de mercure) et un minimum (vers 30 centimètres).

R.-A. MILLIKAN et L. BEGEMAN. — On the charge carried by the negative ion of an ionized (Charge d'un ion négatif). — P. 197-198.

La source ionisante est le radium. Pour un champ de 2950 volts, on trouve $e = 4,23 \times 10^{-10}$ E. S., pour des champs compris entre 1 500 et 3 000 volts, la valeur moyenne de e est $4,03 \times 10^{-10}$.

W.-R. HAM. — Distribution of ionizing energy about X-ray tubes
(Distribution de l'énergie ionisante autour des tubes à rayons X). — P. 200.

La distribution est loin d'être uniforme ; suivant la normale à la cathode, elle est moitié moindre qu'à 60° de cette normale.

J.-M. ADAMS. — Absorption spectra of Röntgen rays, measured by a radiometer (Spectre d'absorption des rayons X, mesuré au radiomicromètre). — P. 202.

C.-A. SKINNER et A.-Q. TOOL. — An investigation on the optical properties of films of magnetic metals (Propriétés optiques des lames minces de métaux magnétiques). — P. 208.

On peut, par ionoplastie dans le vide, produire deux espèces de pellicules, soit métalliques, soit mates ; les effets magnéto-optiques sont bien plus marqués pour les premières que pour les secondes.

H.-S. CARHART. — A comparison of the formulas of Helmholtz and Nernst for the electromotive force of concentration cells (Comparaison des formules de Helmholtz et Nernst pour la f. é. m. des piles de concentration). — P. 209-219.

L'étude de l'élément au sulfate de cadmium, pour différentes concentrations, d'après les recherches de Richards et Forbes et de Carhart et Mellencamp, est entièrement favorable à la formule de Helmholtz.

A.-P. WILLS. — A variation of the Bjerkness analogy between hydrodynamic and electric or magnetic fields (Une variante de l'hypothèse de Bjerkness sur l'analogie des champs hydrodynamique, électrique et magnétique). — P. 220-247.

Dans la théorie de Bjerkness, la vitesse en hydrodynamique correspond au flux électrique ou magnétique, le moment spécifique à l'intensité du champ, le volume spécifique à l'inductance. Dans celle de l'auteur, la vitesse ; le moment spécifique et la densité correspondent respectivement à l'intensité du champ, au flux et à l'inductance.

O.-W. RICHARDSON. — A mechanical effect accompanying magnetization (Effet mécanique accompagnant l'aimantation). — P. 248-253.

Projet d'expérience destiné à vérifier si l'aimantation des corps magnétiques est liée à la coordination de mouvements moléculaires.

L.-A. FRENDEBERGER. — A new type of sextant (Un nouveau type de sextant). — P. 234-237.

B.-E. MOORE. — Upon the magnetic separation of the spectral lines of baryum, yttrium, zirconium and osmium (L'effet Zeeman dans les spectres de lignes du baryum, de l'yttrium, du zirconium et de l'osmium). — P. 238-264.

Étude très détaillée de l'effet Zeeman.

W.-W. COBLENTZ. — Note on selective reflection as a function of atomic weight (La réflexion selective considérée comme fonction du poids atomique). — P. 264-266.

L'étude de trois cents substances, faites par l'auteur, ne paraît pas donner de résultats bien nets.

F.-C. BROWN et J. STEBBINS. — Some studies on the change of electrical resistance of selenium cells (Changement de résistance des éléments au sélénium). — P. 273-298.

1° Une pression exercée sur le sélénium produit une variation de sa résistance, qui varie de 0,03 à 0,30 0/0 suivant les échantillons;

2° Un accroissement de pression ou une élévation de température diminuent la sensibilité du sélénium à la lumière;

3° Le radium et l'eau oxygénée diminuent la résistance du sélénium respectivement de 33 et de 99 0/0.

C. BARUS. — Pendulum coincidences determined by shadow reinforcements, shadow micrometry (Coincidences pendulaires déterminées par des renforcements d'ombre). — P. 299-301.

Les deux pendules portent deux bandes de gaze dont les trames parallèles donnent naissance, lorsqu'on regarde à travers elles, à des effets de moiré; la sensibilité de ce dispositif paraît très grande.

G.-W. STEWART. — A satisfactory form of high resistance
(Un type satisfaisant de grande résistance). — P. 302-305.

Du noir de fumée est mis en suspension dans du collodion additionné d'acétate d'amyle; avec ce vernis, on trace des traits sur des lames de verre; les résistances ainsi obtenues s'accroissent légèrement par l'humidité; à part cela, leur constance serait remarquable.

F. SANFORD. — On physical lines of force in electrical theory
(Sur la réalité physique des lignes de force). — P. 306-311.

Discussion des idées de J.-J. Thomson.

C.-A. PIERCE. — Studies in thermoluminescence; variations in the decay of phosphorescence in Sidot blende produced by heating (Thermoluminescence; variation de phosphorescence de la blende de Sidot, chauffée). — P. 312-330.

La blende est chauffée dans un four électrique, et on mesure les radiations qu'elle émet lorsque sa phosphorescence est excitée par une lampe à vapeur de mercure.

B.-V. HILL. — A new method for determining the smallest interval of time perceptible by the ear (Nouvelle méthode pour déterminer le plus petit intervalle de temps perceptible par l'oreille). — P. 333-334.

Deux chocs distants de $0^{\text{sec}},00144$ peuvent encore être dissociés par l'oreille.

R.-T. WELLS. — Experiments on the induction of currents by cylindrical cores (Induction dans des cylindres métalliques). — P. 337-357.

Ce travail comprend des formules, établies théoriquement, que l'auteur contrôle par l'expérience.

B.-J. BAILEY. — Induction coils (Bobines d'induction). — P. 358-395.

Étude théorique et expérimentale de la bobine d'induction.
Le rendement en énergie du secondaire est voisin de 50 0,0.

A.-P. CARMAN. — A differential volumenometer (Un voluménoètre différentiel).
P. 396-399.

B.-V. HILL. — The variation of apparent capacity of a condenser with the time of discharge and the variation of capacity with frequency in alternating current measurements (Variation apparente de capacité d'un condensateur avec la durée de décharge; variation de capacité en fonction de la fréquence). — P. 400-405.

T. LYMAN. — Some properties of light of extremely short wave length (Propriétés de la lumière de très courte longueur d'onde). — P. 412-413.

L'oxygène, sous 1 centimètre d'épaisseur, absorbe fortement la région plus réfrangible que 1,850 ; contrairement au résultat de Schumann, l'absorption se fait suivant une bande ; cette absorption doit être reliée à la formation d'ozone, car cette transformation s'accélère pour les longueurs d'onde au-dessous de 1,850.

B.-B. BOLTWOOD. — The origin and life of radium (Origine et durée du radium). — P. 413-414.

Il s'agit d'un nouvel élément radio-actif, l'*ionium*, extrait des minéraux uranifères, et qui, sous sa forme la plus concentrée, est deux mille fois plus actif que l'uranium.

S.-R. WILLIAMS. — A study of anomalous dispersion by means of channeled spectra (Etude de la dispersion anormale à l'aide des spectres cannelés). — P. 414-415, t. CXLVII, et p. 27-32, t. CXLVIII.

L'emploi des spectres cannelés permet de mesurer les indices des milieux absorbants avec une précision très supérieure à celle qu'on peut attendre de l'emploi des prismes. Appliquée à des solutions alcooliques de cyanine, éosine, fuchsine, etc., la méthode n'a donné aucune trace de dispersion anormale.

A.-H. TAYLOR et E.-H. WILLIAMS. — Distributed capacity in resistance boxes (Rôle de la capacité dans les boîtes de résistance). — P. 417-413.

La capacité d'une résistance de 1 000 ohms, enroulée bifilairement à la manière ordinaire, peut atteindre $\frac{1}{1000}$ de microfarad.

O.-C. CLIFFORD. — Determination of the susceptibility of copper and tin and their alloys (Susceptibilité du cuivre, de l'étain et de leurs alliages). — P. 424-438.

Pour l'étain pur, $K = +0,31 \times 10^{-6}$ et pour le cuivre natif, probablement exempt de fer, $K = -1,22 \times 10^{-6}$. Pour les alliages de cuivre et d'étain, K n'est pas une fonction linéaire de la composition, mais décroît lorsqu'on augmente le pourcentage d'étain jusqu'à $-2,1 \times 10^{-6}$ correspondant à 35 0/0 en volume d'étain, pour croître ensuite.

S.-A. MOSS. — General law for vapor pressures
(Loi générale des tensions de vapeur). — P. 439-447.

Tension de vapeur de CO_2 liquide et solide ; triple point.

J. ZELENY. — The influence of humidity upon the electrical discharge from points in air (Influence de l'humidité sur la décharge par les pointes). — P. 448-453.

Le courant de décharge augmente avec l'humidité. Des courbes font connaître, en fonction de l'état hygrométrique, l'intensité de ce courant pour la décharge positive ou négative, dans l'air.

G.-A. PIERCE. — Studies in thermoluminescence; variations in the decay of phosphorescence in Balmain's paint produced by heating (Thermoluminescence; loi de diminution de la phosphorescence excitée dans la peinture de Balmain par la lampe à mercure, lorsqu'on élève sa température). — P. 454-469.

W.-P. BRADLEY, A.-W. BROWNE et C.-F. HALE. — Effect of mechanical vibration upon carbon dioxide near the critical temperature (Effet d'une vibration sur CO_2 au voisinage de la température critique). — P. 470-487.

CO_2 , au voisinage de l'état critique, se condense en brouillards sous l'action d'un disque oscillant qui le met en vibration ; les auteurs étudient les différents facteurs de ce phénomène.

S.-J. ALLEN. — Radioactivity of a smoke laden atmosphere
(Radioactivité d'une atmosphère enfumée). — P. 483-496.

Étude de l'air de Cincinnati. La déperdition manifeste des périodicités qui manifestent l'action du radium C, du radium B, de l'actinium A et peut-être du thorium B.

E.-L. NICHOLS. — Theories of the color of the sky
(Théories de la couleur du ciel). — P. 497-511.

La cause dominante de la couleur du ciel consiste en ce que, suivant les idées de lord Rayleigh, l'air est un milieu trouble ; mais cette explication est insuffisante pour rendre compte de la distribution des intensités mesurée au spectrophotomètre ; il faut tenir compte d'autres facteurs, parmi lesquels l'auteur insiste sur une fluorescence de l'ozone et d'autres composés instables de l'atmosphère.

C.-W. CHAMBERLAIN. — A new form of interferometer
(Une nouvelle forme d'interféromètre). — P. 514.

T. LYMAN. — The relation of light very short wave-length to some vacuum tube phenomena (Lumière de faible longueur d'onde émise par les tubes à vide). P. 515.

Le papier amidonné, bleui par l'ozone, est surtout altéré par l'auréole négative ; l'effet est faible en face de la colonne positive et plus marquée auprès de l'anode.

C.-C. THROWBRIDGE. — A photometer for the measurement of the rate of decay of gas phosphorescence (Photomètre pour mesurer la loi de décroissement de la lumière d'un gaz phosphorescent). — P. 515-517.

H.-E. IVES. — Experiments with the Lippmann color photograph
(Recherches sur la méthode de photographie en couleurs de Lippman). —
P. 517-518.

B.-J. SPENCE. — Optical properties of colloidal solutions and turbid media in the infra-red (Propriétés optiques, pour l'infra-rouge, des solutions colloïdales et des milieux troubles). — P. 521-522.

Discussion d'une formule proposée par Garnett.

J.-C. MAC LENNAN. — Note on the radioactivity of ordinary metals and on the penetrating radiation from the earth (Radioactivité des métaux communs et radiation émanée du sol). — P. 526-531.

Par seconde et par centimètre carré, le zinc et l'aluminium produisent dans l'air 15 ions, le plomb de 160 à 23 ions.

Cette radioactivité ne saurait être attribuée en totalité à des rayons γ émanés du sol et excitant une radiation secondaire.

R.-W. WOOD. — Resonance spectra of sodium vapor
(Spectres de résonance de la vapeur de sodium). — P. 537-538.

La vapeur de sodium, excitée par la lumière blanche, donne dans le bleu et le vert un spectre de bandes qui se compose en réalité de cinq à six mille raies fines, séparées par des intervalles égaux d'environ 38 angströms ; 15 0/0 de la lumière excitée est polarisée, la lumière excitatrice étant naturelle.

H.-G. DORSEY. — Further measurements of the coefficient of linear expansion at low temperature (Mesure des coefficients de dilatation à basse température). — P. 1-10.

Mesure, par la méthode interférentielle, des coefficients de dilatation de l'or, du sélénium, du zinc, du plomb et du quartz, entre 100 et 300 degrés absolus.

G.-B. PEGRAM et H.-W. WEBB. — Heat developed in a mass of thorium oxide, due to its radioactivity (Chaleur développée dans l'oxyde de thorium par sa radioactivité). — P. 18-26.

L'oxyde de thorium dégage $9,6 \times 10^{-6}$ calories-gramme par heure et par gramme de matière ; il est sept millions de fois moins actif que le bromure de radium. L'oxyde employé contenait, en outre du thorium, du méso-thorium et du radio-thorium.

G.-A. HULETT. — A standard batterie (Batterie étalon). — P. 33-38.

Description d'un élément Weston au cadmium, de construction facile.

V.-W. STRONG. — Ionization in closed vessels (Ionisation en vase clos).
P. 39-60.

L'ionisation dans les vases clos étudiés a été trouvée constante quand ces vases étaient protégés par des écrans de plomb ou de fer.

En l'absence d'écrans, une partie de l'ionisation est engendrée par des radiations pénétrantes ; cette ionisation induite est plus grande pendant l'été ; elle a une double période diurne et elle diminue considérablement par temps de pluie ou de neige. Une grande partie de ces radiations pénétrantes émane de l'atmosphère.

L.-P. SIEG. — A general formula for dispersive and resolving powers (Formule générale pour la dispersion et le pouvoir de résolution). — P. 61-64.

Formule générale s'appliquant aux prismes, aux réseaux de diffraction et à échelons.

A. ZELENY et A.-P. ANDREWS. — The capacity of paper condensers and telephone cables, with a note on the determination of the specific inductive capacity of dielectrics (Capacité des condensateurs en papier et des câbles téléphoniques ; détermination du pouvoir inducteur spécifique). — P. 65-73.

Les condensateurs à armatures de papier doivent, d'après les mesures des auteurs, donner des effets considérables de résidu.

F.-G. WICK. — Some electrical properties of silicon (Propriétés électriques du silicium). — P. 11-17 et p. 76-86.

La résistance spécifique du silicium = $58,036 \times 10^{-6}$ à la température ordinaire ; elle diminue lorsque la température s'élève.

Le coefficient de l'effet Hall est

$$R = \frac{ed}{IM} = 28 \text{ à } 20^{\circ} \text{ centigrades}$$

M = champ, I = courant, e = force électromotrice, en unités C. G. S., d = épaisseur de la lame en centimètres.

$\Lambda = 100^{\circ}$, R = 14. R varie donc dans le même sens que le pouvoir thermoélectrique, ce qui a lieu pour tous les corps.

C.-C. HUTCHINS. — Effect of the cathode rays in changing the colors of certain minerals (Variation de couleur de divers minéraux sous l'action des rayons cathodiques). — P. 87-89.

La fluorine incolore ou verte devient améthyste, la tourmaline rose devient verte ; le carborundum pourpre pâlit.

W.-P. BRADLEY, A.-W. BROWNE et C.-F. HALE. — Liquid above the critical temperature (Liquides au-dessus de leur température critique). — P. 90-106.

Étude de CO_2 au voisinage de l'état critique ; les auteurs concluent en faveur de la solubilité réciproque des deux phases liquide et gazeuse.

R.-W. WOOD et T.-S. CARTER. — The fluorescence and magnetic rotation spectra of potassium vapor (Spectres de fluorescence et de rotation magnétique de la vapeur de potassium). — P. 107-116.

Le spectre de fluorescence rouge du potassium en vapeur présente les mêmes caractères généraux que celui du sodium (bande se décomposant en raies fines) ; de même, le spectre d'absorption se compose d'un grand nombre de raies noires ; on mesure la rotation du plan de polarisation quand on place la vapeur de potassium dans le champ d'un électro-aimant.

G.-N. NASMYTH. — The frequency of the singing arc (Fréquence de l'arc chantant). — P. 117-140.

La fréquence N n'est pas égale à la fréquence théorique :

$$N_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}}$$

Quand l'intensité du courant croît, N croît et se rapproche de N_0 ; il s'en rapproche aussi quand la longueur de l'arc décroît. En désignant par d , une constante, par I le courant à travers l'arc, et par l la longueur de l'arc, N est donné par la formule

$$N = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{d^2 I^2}{4L^2 I^2}}$$

A. ZELENY. — A galvanometer scale for the direct reading of temperatures with thermoelectric couples (Echelle pour la lecture directe des températures données par les couples thermo-électriques). — P. 141-143.

R. HASKELL. — The effect of concentration and ionization on the rates of diffusion of salts in aqueous solutions (Effet de la concentration et de l'ionisation sur la vitesse de diffusion des sels en solution dans l'eau). — P. 145-182.

Opéré sur le sulfate de thallium et le nitrate de baryum ; on

évalue la vitesse de diffusion en mesurant les variations de conductibilité électrique. On applique la loi de diffusion de Fick, en tenant compte de l'ionisation qui résulte de la dilution ; l'expérience montre que la vitesse de diffusion de la partie non dissociée est moitié de celle de la fraction dissociée.

O.-W. RICHARDSON. — The application of the ionization from hot bodies to thermometric work at high temperatures (L'ionisation par les corps chauds employée pour la mesure des hautes températures). — P. 183-193.

Le nombre d'ions émis, par seconde, par un corps à la température absolue T peut être représenté par

$$N = AT^2 l^{-\frac{B}{T}},$$

A et B étant des constantes. Cette formule donne les températures, jusqu'à 1700° , avec une erreur absolue inférieure à 11° .

C.-F. HAGENOW. — Differential electric double refraction in carbon bisulphide (Phénomène de Kerr dans CS_2). — P. 196-208.

La constante de l'effet Kerr est mesurée, pour différentes couleurs, elle croît régulièrement du rouge au violet ; les résultats concordent mieux avec ceux de Blackwell qu'avec ceux de Kerr.

C.-W. WAGGONER. — Some studies in short duration phosphorescence (Phosphorescence de courte durée). — P. 209-222.

La courbe de décroissance de l'intensité lumineuse I (t en abscisses, et $I^{-\frac{1}{2}}$ en ordonnées) se compose, comme pour la phosphorescence, de longue durée, de deux droites raccordées par une partie courbe. La transition de la phosphorescence à la fluorescence est graduelle. L'influence de la radiation infra-rouge sur la loi de décroissance n'est bien marquée que pour la blende de Sidot. Enfin, toutes les bandes de phosphorescence varient d'intensité suivant la même loi.

E.-F. NICHOLS et W.-S. DAY. — New groups of residual rays in the long-wave spectrum (Nouveaux groupes de rayons restants dans l'infra-rouge). — P. 223-237.

Par la méthode classique de Rubens, les auteurs ont étudié les

rayons restants à la suite de réflexions multiples à la surface du sel gemme, du chlorure d'ammonium (commercial), de la withérite (carbonate de baryum) et de la strontianite. Le sel gemme, pour lequel Rubens et Aschkinass avaient trouvé $\lambda = 51,2 \mu$, leur a donné $52,3 \mu$. AzH^4Cl donne $\lambda = 51,4 \mu$, la withérite $\lambda = 46,0 \mu$, la strontianite $\lambda = 43,2 \mu$. La source de radiations employée est toujours une lampe Nernst.

F.-G. WICK. — Some electrical properties of silicon
(Propriétés électriques du silicium). — P. 238-249.

Etude des piles hydroélectriques dont le silicium forme un des pôles ; les résultats obtenus placent le silicium à côté du carbone ; cependant certains échantillons de silicium sont positifs par rapport à l'argent, et d'autres négatifs.

E.-F. NICHOLS et S.-R. WILLIAMS. — A convenient form of galvanometer with magnetic shielding (Forme commode de galvanomètre à protection magnétique). — P. 250-257.

Description d'un galvanomètre cuirassé, donnant une déviation de 1 millimètre sur une échelle placée à 1 mètre pour une différence de potentiel de 4×10^{-10} volts ; ce galvanomètre ne déviait pas de plus de deux divisions lors du passage des tramways sur une ligne placée à 25 mètres de lui.

C. SHEARD. — Capacity and current density effect in the argon and hydrogen spectra (Action de la capacité et de la densité du courant sur les spectres de l'argon et de l'hydrogène). — P. 258-266.

Les modifications du spectre d'un gaz obtenues par insertion d'une capacité peuvent aussi être produites par un accroissement de la densité de courant.

V.-L. CHRISTLER. — Effect of absorbed hydrogen and of other gases on the photo-electric activity of metals (Effet de l'hydrogène et des autres gaz absorbés sur l'activité photo-électrique des métaux). — P. 267-281.

L'hydrogène est le facteur prépondérant du courant photo-électrique ; un métal vide d'hydrogène ne manifesterait aucun effet de

cet ordre ; toutefois l'activité photo-électrique de l'argent et du charbon est légèrement accrue par l'azote.

A. TROWBRIDGE. — Optical properties of collodion and celluloid
(Propriétés optiques du collodion et du celluloïd). — P. 282-285.

Étude des spectres d'absorption.

F.-K. VREELAND. — A sine-wave electrical oscillator of the organ pipe type
(Oscillateur électrique à ondes sinusoïdales, du type tuyau d'orgue).
P. 286-293.

Un arc au mercure oscille entre une cathode et deux anodes reliées entre elles par un circuit comprenant capacité et self-induction ; l'oscillation de l'arc entre les deux anodes est commandée par un champ magnétique alternatif produit par des spires parcourues par le courant oscillant lui-même. L'oscillographe montre qu'à la fréquence de 2000 par seconde, les oscillations sont parfaitement sinusoïdales.

S.-J. ALLEN. — On the range and total ionization of the α particle
(Parcours et ionisation totale des particules α). — P. 294-321.

Les particules α émises par une substance radio-active déterminée sont toujours émises avec la même vitesse et parcourent dans un gaz un chemin de longueur déterminée avant de cesser de produire des ions ; cette distance est une constante pour un gaz à température et à pression données. Ce parcours peut être déterminé à l'aide de la distance de deux plateaux parallèles, dont l'un est recouvert de la substance radio-active, qui donne le courant maximum. Si on interpose entre les deux plateaux une lame d'une substance absorbante, la distance de parcours diminue d'une quantité d'où on peut déduire l'opacité de cette substance pour les projections α .

H.-M. GOODWIN et H.-T. KALMUS. — On the conductance and fluidity of fused salts
(Conductibilité et fluidité des sels fondus). — P. 322-328.

Le rapport de la conductibilité à la fluidité, dans un intervalle de 150° au-dessus du point de fusion, reste constant (bichromate de potassium), ou bien décroît quand la température s'élève.

P.-I. WOLD. — Note on the reproductibility of cadmium cells
(Comparaison des étalons au cadmium). — P. 329-334.

L'étalon au cadmium peut être reproduit couramment en laboratoire avec des variations de f. é. m. moindres que quelques cent-millièmes.

G.-A. HULETT. — Equilibria in standard cells (Des équilibres dans les piles étalons).
P. 337-366

Étude spéciale des étalons Weston (au cadmium) et Latimer-Clark.

E.-L. NICHOLLS et E. MERRITT. — Studies in luminescence : the phenomena of phosphorescence considered from the stand point of the dissociation theory (Luminescence : les effets de la phosphorescence examinés du point de vue de la théorie de la dissociation). — P. 367-399.

L'étude du décroissement de la phosphorescence ne contredit pas l'hypothèse de Becquerel, d'après laquelle il y aurait deux bandes dans le spectre de phosphorescence ; mais cette hypothèse n'explique pas certains faits, entre autres l'action de l'infra-rouge ; au contraire, la théorie de la dissociation proposée par Wiedemann et Schmidt rend compte de toutes les propriétés connues jusqu'ici.

J.-K. ROBERTSON. — On the charges gained by insulated metallic conductors surrounded by other conductors and the relation of these charges to the Volta effect (Charges acquises par des conducteurs isolés entourés d'autres conducteurs, et relation entre ces charges et l'effet Volta). — P. 400-424.

Un cylindre de plomb, cuivre, zinc, étain ou aluminium, isolé et placé à l'intérieur d'un récipient de même matière relié au sol, acquiert peu à peu une charge électrique, le plus souvent négative ; l'effet paraît devoir être attribué à l'action des éléments radio-actifs de l'air ; l'auteur s'est demandé s'il ne fallait pas voir dans ce phénomène l'explication des différences de potentiel entre métaux en contact : il a enfermé dans une enceinte métallique reliée au sol, et contenant du radium, deux plateaux des métaux à essayer, dont l'un relie au sol et l'autre à un électromètre. Il obtient ainsi des différences de

potentiel, mais qui ne paraissent pas avoir de grands rapports avec les valeurs qu'on donne habituellement pour l'effet Volta.

S.-J. BARNETT. — An investigation on the electric intensities and electric displacement produced in insulators by their motion in a magnetic field (Intensités et déplacements électriques produits par le déplacement des diélectriques dans un champ magnétique). — P. 423-472.

Ce travail, malgré son étendue, n'aboutit à aucune conclusion qu'à la nécessité de le reprendre dans de meilleures conditions.

H.-A. ERIKSON. — The ionization of gases at high pressures (L'ionisation des gaz aux pressions élevées). — P. 473-491.

Étude de l'ionisation par les rayons γ du radium, jusqu'à 400 atmosphères pour l'air, et pour CO^2 jusqu'au point de liquéfaction. A mesure que la densité du gaz augmente, l'ionisation atteint un maximum, puis diminue. Plus élevé est le potentiel, plus grande est la valeur de la densité qui donne le courant maximum. Lorsque la pression est très élevée, plusieurs secondes sont nécessaires pour que l'action des rayons γ produise un état stationnaire. A mesure que la température s'élève, la proportion des ions qui se recombinent croît; en même temps s'élève le nombre d'ions libres produits par les rayons.

J.-C. POMEROY. — On the supposed excess of negative electrification produced by spraying (Sur l'excès d'électrisation négative produit par pulvérisation des liquides). — P. 492-501.

L'auteur conclut que presque tous les ions positifs dus au barbotage se trouvent sur les gouttelettes d'eau, qui sont par suite chargées positivement; ceci expliquerait pourquoi les ions négatifs condensent plus facilement les vapeurs que les ions positifs.

P.-R. HEYL. — Some physical properties of current bearing matter; refractive index (Indice de réfraction d'un conducteur traversé par un courant). P. 502-508.

Le passage d'un courant de 50 ampères par centimètre carré ne produit pas dans le cuivre de variation d'indice de réfraction supérieure à 2 0/0, limite de précision des expériences.

B. WEINBERG. — The crystallization of undercooled water
(Cristallisation de l'eau surfondue). — P. 509-510.

S.-L. BROWN. — Distributed capacity of resistance coils
(Capacité des bobines de résistance). — P. 511-514.

W.-P. BOYNTON. — The specific heats of gases and the partition of energy
(Chaleur spécifique des gaz et répartition de leur énergie interne). — P. 515-520.

Des tableaux donnent pour divers gaz l'atomicité, le rapport $\frac{C}{c}$ des chaleurs spécifiques, la chaleur spécifique C et l'énergie de translation, obtenue en multipliant c par le poids moléculaire et par le rapport $\frac{K}{H} = \frac{3}{2} \left(\frac{C}{c} - 1 \right)$ de l'énergie de translation à l'énergie totale. Cette énergie de translation est, pour les 42 gaz étudiés, très voisine de 3 (comprise entre 2,54 et 3,44).

H.-W. WEBB. — A study of electric waves vibrators and receivers
(Oscillateurs et récepteurs hertiens). — P. 520-521.

Pour les appareils de dimensions très petites, le rapport entre la longueur de l'oscillateur et la longueur de l'onde émise = 2,24.

Pour les récepteurs, le rapport correspondant est 2,22.

E.-P. HYDE. — New photometric methods of studying the radiating properties of various substances (Etude photométrique du rayonnement des corps). — P. 521-522.

Étude spectrophotométrique de filaments chauffés par un courant.

F.-C. BROWN. — The kinetic energy of the positive ions emitted by hot platinum
(Energie cinétique des ions positifs émis par le platine chauffé).
P. 528-529.

L'énergie d'un ion positif est la même que celle d'une molécule de gaz à la même température.

L. HOULLEVICUE.

LES CRISTAUX LIQUIDES (1);

Par M. O. LEHMANN.

Qu'est-ce qu'un cristal? — Le mot « cristal » vient d'un mot grec, qui désigne la glace. Mais on a reconnu, depuis longtemps, qu'une foule de corps, comme la glace, possèdent cette même propriété de se solidifier en prenant des formes géométriques, et l'on a donné à tous ces corps solides le nom de « cristaux ».

Ces cristaux solides polyédriques, quand on les fait s'accroître, se développent toujours d'une manière anisotrope, ils s'accroissent inégalement dans les différentes directions, et toujours avec des faces planes, jamais avec des faces concaves ou convexes. Si même on taillait un de ces cristaux en forme de sphère et si on le faisait se développer dans une solution saturée, il s'y accroîtrait en forme de solide polyédrique à faces planes.

Mais cette anisotropie se révèle aussi dans d'autres phénomènes, et souvent par des propriétés optiques, le dichroïsme par exemple, comme on peut le voir, quand on tourne un cristal dans un microscope polarisant. Si l'on étudie une lame cristalline entre les nicols croisés, on la voit s'éteindre quatre fois pour une rotation complète (360°) dans le champ du microscope, à cause de la biréfringence.

Parce que le changement de la couleur ou de l'éclaircissement s'accomplit dans la masse tout entière, une telle expérience est de celles qui tendraient à nous faire penser que le corps cristallisé est nécessairement homogène, chaque point étant absolument semblable aux autres à tous les points de vue, et en particulier, que deux directions parallèles issues de deux points différents devraient jouir exactement de propriétés absolument identiques.

En effet, la définition classique du cristal est la suivante : « Un cristal est un corps solide homogène anisotrope ».

Naturellement, la définition suppose que le cristal n'est pas soumis

(1) Conférence faite à la Société française de Physique, le 16 avril 1909.

Cette conférence était illustrée par 114 projections, dont une cinématographique; on avait aussi exposé 64 photographies (19 × 28) et 124 positifs sur verre (13 × 13) fixant les résultats décrits. Les expériences elles-mêmes ont été répétées, par un grand nombre des membres de la Société, aux séances de manipulations faites à la Sorbonne après la conférence.

à l'influence d'une force persistante, comme par exemple une feuille de mica courbée en cylindre.

Un cristal mou, courbé d'une façon durable sans l'action d'une force permanente, par exemple en forme d'anneau (*fig. 1*), est une impossibilité, car une telle formation ne pourrait s'accroître avec des faces planés, elle ne serait pas homogène relativement au dichroïsme et à la position des directions d'extinction, ainsi que relativement aux autres propriétés, en un mot, elle ne serait pas un cristal selon la définition donnée plus haut.

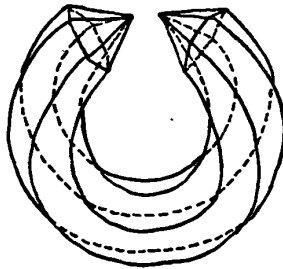


Fig. 1.

Oui, l'expérience, sur laquelle est basée la définition, est peut-être incomplète ; mais la théorie conduit au même résultat.

En effet tout polyèdre à face plane ne peut pas apparaître sous la forme d'un cristal, mais seulement les polyèdres, pouvant résulter de l'agrégation des molécules formant un réseau ou un système régulier de points.

L'idée qu'un cristal doive, en réalité, être considéré comme une agrégation de molécules produites par l'action d'une force, qui n'est pas seulement attractive, mais aussi orientante, est aussi prouvée par les phénomènes de l'élasticité.

Elle est en outre appuyée par l'anisotropie optique, car un corps amorphe isotrope (le verre par exemple) devient par pression ou traction d'autant plus optiquement anisotrope que les distances des molécules diminuent ou augmentent dans la direction de la force agissante, et exactement de la même manière la position des directions d'extinction des cristaux et leur dichroïsme sont en relation étroite avec la forme du réseau moléculaire, c'est-à-dire avec le système cristallin. La modification du réseau par déformation plas-

tique produirait, croyait-on, par conséquent, un changement du système cristallin et de toutes les propriétés de place en place ou enfin une destruction complète de l'arrangement moléculaire, la transformation en un corps amorphe.

En général les cristaux sont fragiles. Le fait que le fer, par exemple, peut être forgé, était expliqué par la rupture de ces cristaux produisant des parties extrêmement petites, restant liées entre elles par la cohésion. De cette manière le fer peut couler sous une forte pression.

Mais jusque-là on ne peut pas parler de « cristaux fluides » ; de même qu'une montre, qui coule sous la pression d'un lourd laminoir en une sorte de lame, ne peut pas être désignée comme « une montre fluide », parce que la lame n'est plus une montre.

On voit que l'existence des cristaux courbés ou liquides est aussi en contradiction avec la théorie ordinaire de l'édifice cristallin.

Mais comment s'explique-t-on les formes arrondies des étoiles de neige et des fleurs de glace déposées sur les vitres ?

Vogelsang, qui en 1864 fit des observations avec de petits cristaux semblables existant dans les laves et les scories des hauts fourneaux, croyait, en se basant sur ses expériences sur la cristallisation du soufre, pouvoir faire rentrer ces « cristallites » dans la définition théorique par la supposition qu'ils étaient des agrégats de « globulites », des cristaux embryonnaires très petits, qui, s'attirant par une sorte de force magnétique, formeraient un édifice cristallin, comme des molécules, mais incomplètement régulier, parce que leur réseau et par conséquent l'anisotropie de leur force attractive ne se produirait que peu à peu à cause du frottement interne, de la même manière que la cristallisation du fer devenu amorphe par le forgeage.

Moi-même, je me suis occupé de ces questions depuis de longues années, quand j'ai commencé (1872) à étudier les analogies que présente la croissance des êtres vivants avec le développement des cristaux.

Le matériel, dont je me suis servi dans ces études, est relativement simple. C'est un microscope que l'on a disposé de façon à pouvoir chauffer ou refroidir les préparations pour les faire fondre ou cristalliser, de manière aussi qu'on puisse les maintenir à température constante, ou même que l'on puisse maintenir une différence de température entre deux points de la préparation, dans le champ du microscope.

Les figures montrent des formes anciennes différentes de ce « microscope de cristallisation », qui sont actuellement exposées à Dresde ; la dernière représente un appareil microphotographique⁽¹⁾.

De nouveaux instruments sont exposés ici, par exemple un microscope très simplifié de la maison *Voigt et Hochgesang* à Göttingen et un autre tout à fait complet et arrangé pour les projections, de la maison *Zeiss* à Iéna.

Avec ces instruments, je trouvai que les globulites de *Vogelsang* ne sont que des gouttes liquides, qui n'affectent point du tout une structure cristalline et qui ne s'attirent point à distance.

Les cristaux-squelettes se présentaient plutôt en réalité comme des difformités, causées par les courants de diffusion et de conductibilité calorifique plus forts aux sommets et aux arêtes du cristal que sur les autres parties.

Quant aux formes courbées, je croyais, en effet, au début de mes recherches, devoir les considérer comme des agrégats, naissant par l'épaississement d'un cristal capillaire, élastiquement courbé par l'action persistante de la tension superficielle, plus grande aux sommets et aux arêtes que sur les faces.

Toute autre explication semblait être exclue en partant de la définition d'un cristal et de la théorie du polymorphisme.

Le fait, par exemple, qu'un cristal jaune d'iode de mercure devient rouge par pression, était expliqué à cette époque par le changement brusque du réseau. En échauffant le cristal rouge, il devait naître une tension interne, qui, à une température limite définie, reproduisait la structure antérieure du réseau en triomphant du frottement intérieur (limite d'élasticité).

Mais par des observations au moyen du microscope de cristallisation je trouvai, premièrement dans le nitrate d'ammonium, qu'il existe une « température de transformation », à laquelle les deux modifications, même en contact, sont en équilibre et que chaque changement de température dans le champ du microscope causait aussitôt un déplacement de la limite des deux modifications (*fig. 2*) dans l'un ou l'autre sens, tantôt rapide, tantôt lent.

Il n'y avait donc pas d'empêchement à la modification moléculaire produite par un frottement intérieur; autrement il eût fallu, en outre,

(1) Voir : O. LEHMANN, *Molecularphysik*, Leipzig, W. Engelmann, I, 119, 1888; et J. FRICK (O. LEHMANN), *Physikalische Technik*, Braunschweig, Vieweg und Sohn, 7^e éd., I (1), 615, 1904, et II (2), 1194, 1909.

que chaque transformation fût associée à un dégagement de chaleur, tandis qu'en réalité, comme dans le cas de la dissociation, la chaleur se dégage quand la température décroît et devient latente quand la température monte.

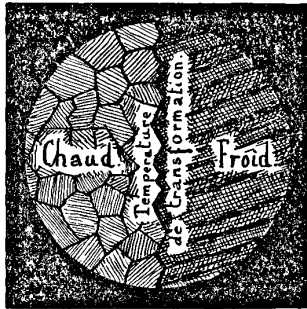


Fig. 2.

Il ne restait qu'à admettre que dans la transformation polymorphe les molécules se changent elles-mêmes, quoiqu'il ne soit pas possible par des déterminations du poids moléculaire et de la structure chimique de constater avec précision ce changement, ainsi que dans les combinaisons dites « moléculaires ».

La modification du réseau n'est, comme on voit, qu'une conséquence du changement de la nature des molécules.

Cette nature différente ressort aussi de ce que deux modifications polymorphes peuvent se séparer de la même solution en même temps, naturellement l'une faisant disparaître l'autre à cause de la solubilité moindre de la première, si la température n'est pas la température de transformation. Les recherches sur la formation des squelettes cristallins avaient montré que la séparation d'un cristal suppose la solubilité de celui-ci ; dans le cas en question, en effet, il serait absurde d'admettre une solution simultanée de deux modifications, si les molécules étaient identiques.

Le résultat de mes expériences fut que : une seule sorte de molécules ne peut se disposer que sur un seul réseau et la répartition de celles-ci sur un autre est impossible.

La destruction complète du réseau, c'est-à-dire le passage à l'état amorphe, ne peut même avoir lieu ; car je trouvai que l'amorphie ne peut pas être produite artificiellement par forgeage, comme on le

croyait autrefois ; le chlorure d'ammonium, écrasé sous le marteau, par exemple, est toujours un agrégat de fragments cristallins, dont les propriétés, surtout la faculté de se développer, ne sont pas changées.

Le réseau cristallin n'est donc pas facilement destructible.

Au cours de ces études, je reconnus avec certitude qu'il y a des cristaux, comme le nitrate d'ammonium, qui sont incontestablement plastiques, qui peuvent subsister, bien que leurs diverses parties soient orientées différemment.

Il n'est donc pas permis de considérer l'homogénéité physique comme une condition essentielle de l'existence du cristal.

Mais si la destruction complète du réseau est impossible, qu'est-ce alors que les corps amorphes ?

La relation entre la plasticité des cinq modifications du nitrate d'ammonium, que j'ai trouvées et la température posait la question : « Le corps fondu n'est-il pas, à ce point de vue également, une modification polymorphe ; ses molécules aussi ne sont-elles pas différentes de celles des états solides ? »

En effet, l'accroissement des cristaux de glace dans de l'eau, qui gèle, fait admettre la solution de la glace dans l'eau, qui n'est pas possible, si les molécules sont identiques.

L'eau surfondue doit par suite être considérée comme une solution sursaturée de glace et s'il était possible de continuer la surfusion jusqu'à l'apparition d'une limite d'élasticité, comme dans le verre et d'autres corps qui se solidifient sous l'état amorphe, le corps surfondu serait aussi un mélange des molécules d'eau et de glace.

Les substances amorphes sont, comme on voit, toujours des mélanges de deux ou plusieurs sortes de molécules. Pour cette cause, ils n'ont ni un point de fusion déterminé, ni la faculté de croître ; ils ne sont pas des « phases » comme les cristaux.

Les phases sont en général des mélanges ; mais le chimiste purifie les corps par cristallisations fractionnées. Faut-il dire qu'un cristal est une phase chimiquement pure, c'est-à-dire qu'un réseau ne peut être formé que de molécules identiques ?

Aussi longtemps qu'on a cru que le réseau des molécules est une formation très altérable, on était naturellement contraint d'admettre que des molécules étrangères ne pouvaient point du tout s'interposer sans produire un écroulement du tout.

Le fait que les corps isomorphes forment en réalité des cristaux mixtes était expliqué par l'introduction des molécules étrangères

dans des particules cristallines, assemblages d'un grand nombre de molécules, de sorte que toutes les particules du réseau conservaient la même structure.

Que, par exemple, les cristaux d'alun puissent être composés, d'une part, d'alun potassique, de l'autre, d'alun de chrome avec des mélanges en toute proportion sans changement du réseau et de la forme cristalline d'une extrémité à l'autre, c'était là un fait curieux qui exigeait l'hypothèse que les forces dans les molécules isomorphes soient identiques.

Mais j'ai trouvé, d'abord dans le chlorure d'ammonium et plus tard aussi dans beaucoup d'autres matières que, bien au contraire, non seulement la miscibilité des corps isomorphes est parfois nulle ou seulement partielle, mais aussi qu'une introduction de matières, certainement étrangères, peut avoir lieu, ainsi qu'un passage à la syncristallisation en parallèle des particules extrêmement fines.

Dans le cas, peu fréquent, de l'introduction des matières étrangères en grande quantité, j'ai observé une influence nette sur la forme et sur la structure des cristaux; il naît des formations courbées et ramifiées, et enfin des sphérolites (*fig. 3*).

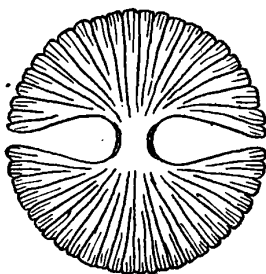


Fig. 3.

Par là l'explication des cristallites courbés était trouvée; mais en même temps un nouveau défaut de la définition d'un cristal se présentait :

« L'homogénéité chimique aussi bien que l'homogénéité physique n'est pas une condition essentielle de l'état cristallin. »

Les cristaux peuvent se composer de plusieurs matières comme les phases liquides (par exemple les solutions), ou les phases gazeuses (par exemple l'air ordinaire).

Déjà, il nous faut donc étendre davantage la définition classique du cristal, et nous pourrions peut-être dire :

« Un cristal est une phase solide sans discontinuité, et anisotrope, au moins à l'égard d'une propriété particulière. »

Mais le mot « solide », lui-même, doit-il être maintenu dans la définition ?

Je crois pouvoir affirmer que non, et j'espère pouvoir vous en convaincre aujourd'hui. Il y a des cristaux visqueux, et même, quelque étrange que cela paraisse, il y a des cristaux qui sont franchement liquides.

Mes premières observations (1876) ont été faites sur l'iodure d'argent cubique, dont les cristaux, en apparence, coulaient autour d'une bulle d'air (*fig. 4a*) comme de l'huile, si on faisait passer un courant électrique à travers la solution (*fig. 4b*).

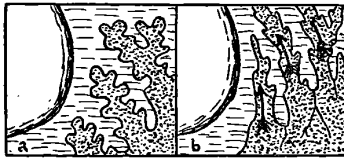


Fig. 4.

Ces cristaux sont-ils liquides ?

Qu'on se figure un tel cristal suspendu librement dans un fluide de même densité, comme dans le cas de la goutte d'huile de *Platteau*. Il ne prendrait pas comme la goutte une forme sphérique sous l'influence de la tension superficielle, probablement parce que son élasticité l'en empêche; en d'autres termes : la forme polyédrique est une preuve indirecte de l'existence d'une limite de l'élasticité parfaite, qui est la caractéristique des corps solides.

Cette réflexion a été la cause que, au commencement, ni les cristaux mous d'iodure d'argent, ni ceux d'oléate d'ammonium, substance dont je m'étais d'abord occupé à cause de sa faculté de produire des formes myéliniques, ne me donnèrent l'occasion de parler des cristaux liquides; que, par prudence, je nommais ces cristaux mous « coulants » ou « apparemment liquides ».

Quand on laisse refroidir sous le microscope une solution saturée d'oléate dans l'alcool, on voit apparaître des cristaux transparents

très biréfringents, qui ont la forme de doubles pyramides très allongées. Mais, si l'on fait couler le liquide ambiant, on voit les cristaux couler avec le liquide, mais se déformer en se déplaçant. Ils se courbent pour franchir les moindres obstacles, tels qu'une poussière ou une bulle d'air. Tout se passe, comme si ces cristaux étaient seulement une portion du liquide qui serait biréfringente. On peut même étirer un cristal en une longue bande homogène.

Comme il ne peut y avoir des fentes et des fragments, les directions d'extinction ne donnent, sans aucun doute, pas les axes des fragments, mais ceux des molécules.

Quand deux de ces cristaux se rencontrent, ils se réunissent en un seul (fig. 5), comme font d'habitude les gouttes d'eau, et cette goutte, je veux dire ce cristal unique, prend immédiatement la forme polyédrique des cristaux, qui lui ont donné naissance. Il y a donc autre chose que les actions ordinaires de la capillarité. Il faut certainement ajouter aux actions attractives et répulsives qui sont des *forces*, des actions capables de faire tourner les molécules des corps qu'on nomme des *couples*.

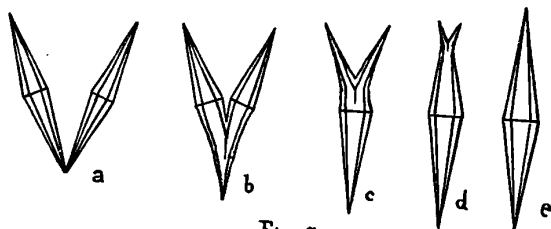


Fig. 5.

Ce phénomène est « l'homéotropie spontanée. »

Une remarque, cependant : Si les deux cristaux, qui se rencontrent, s'abordent presque à angle droit, ils se réunissent bien en un seul, mais ils ne se fusionnent pas en un seul polyèdre convexe, ils forment une sorte de macle (fig. 6).

La même chose peut arriver, quand la courbure d'un cristal devient trop forte. Il en résulte alors une macle en genou (fig. 7).

L'existence de ces cristaux maclés rend compte de ce fait qu'une masse un peu importante de ces cristaux peut ne pas posséder une transparence parfaite et peut paraître trouble, comme serait une suspension d'un solide franc dans un liquide franc ou une émulsion. Mais ce trouble tout spécial est dû seulement aux réfractions suc-

cessives de la lumière, quand elle passe de l'un à l'autre de ces cristaux maclés, parce que les individus sont biréfringents. À cela s'ajoute encore que l'adhésion aux parois du vase empêche l'arrangement parallèle. Au contraire, un agrégat des cristaux d'iodure d'argent cubique apparaît transparent, à cause de son isotropie.

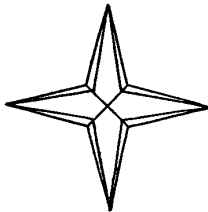


Fig 6 .

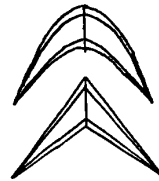


Fig. 7.

Bien entendu, chaque cristal isolé d'oléate d'ammonium est transparent. Avec un mélange avec du rouge de magdala, on obtient même des cristaux dichroïques.

L'opinion de plusieurs savants, que les masses troubles étaient des émulsions, est erronée; il est impossible qu'une émulsion forme des polyèdres ou montre le dichroïsme ou la biréfringence.

Revenons encore, si vous voulez bien, au cas d'un cristal unique d'oléate et, sous le microscope, étirons-le et coupons-le en deux fragments. Que va-t-il arriver? Les deux morceaux de ce cristal liquide vont-ils présenter une cassure pareille à celle d'un morceau de verre?

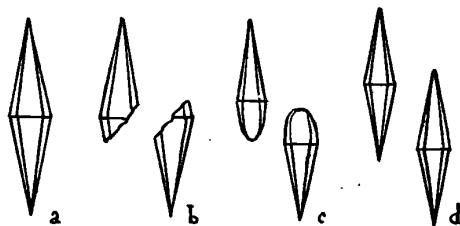


Fig. 8.

Ou bien va-t-il se faire une sorte de cicatrisation par l'apparition d'une goutte liquide à l'extrémité amputée? L'expérience montre qu'il se produit tout autre chose. Les deux morceaux du cristal primitif, dès qu'ils sont libres, reprennent chacun pour leur compte la forme polyédrique d'un cristal complet (fig. 8).

Cette expérience est particulièrement instructive, car elle prend sur le vif le jeu, et presque le mécanisme de ces forces d'orientation de ces couples, dont je parlais tout à l'heure.

L'élasticité ne peut pas produire une telle action; probablement la vraie cause est la tendance à l'expansion, causée par le mouvement des molécules et équilibrée par la force de cohésion. A cause de la disposition des molécules sur un réseau, elle doit être dépendante de la direction; la pellicule superficielle doit être par suite poussée en avant par les chocs moléculaires d'autant plus que la force d'expansion est plus grande.

J'ai appelé la force nouvelle « force de configuration ». De plus l'existence d'une limite d'élasticité n'ayant pu être mise d'aucune manière en évidence, je me suis vu contraint de désigner les cristaux en question, non comme au début par l'expression « apparemment liquides », mais comme « réellement liquides ».

Une propriété très curieuse de ces cristaux liquides est « l'homéotropie forcée ». Si, par exemple, sous le microscope on donne au couvre-objet, qui recouvre la préparation, un mouvement de va-et-vient plusieurs fois répété, tous les cristaux prennent des orientations identiques (*fig. 9*). Dans l'observation avec les nicols croisés, on voit par exemple tout le champ s'éteindre d'un seul coup.

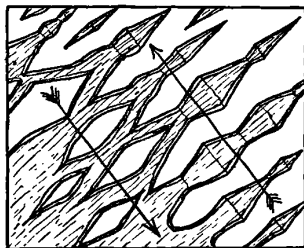


Fig. 9.

Si l'on introduit entre le porte-objet et le couvre-objet dans la masse cristalline de l'oléate une mince lame de verre, cette intervention trouble l'équilibre de position des cristaux, l'on voit la pointe de verre s'entourer d'une région homogène sur le fond multicolore de la préparation (*fig. 10*): les cristaux liquides ont tourné.

On ne peut s'empêcher en voyant cette expérience, de penser aux

phénomènes si complexes, qui se passent dans le travail mécanique, dans le poinçonnage des métaux, et il se pourrait bien que l'étude approfondie du cas des cristaux liquides vienne éclairer d'un jour nouveau la technique industrielle elle-même.

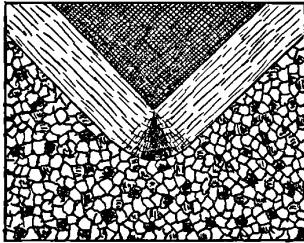


Fig. 10.

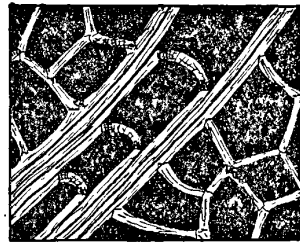


Fig. 11.

Si on presse l'oléate d'ammonium entre le porte-objet et le couvre-objet en une couche mince, il apparaît un autre phénomène curieux; la « pseudoisotropie ». L'aspect que comporte la différence d'orientation des individus cristallins-fluides disparaît aussitôt; toute la couche apparaît alors noire entre les nicols croisés, sillonnée par un réseau de stries ou bandes (fig. 11), qui deviennent claires et sombres comme des cristaux, en faisant tourner la platine. A la lumière ordinaire, elles apparaissent comme des stries d'un liquide huileux.

Au début j'étais d'avis que la masse noire, en apparence isotrope, était un agrégat irrégulier de molécules, produit par la destruction du réseau, un corps amorphe, selon la vieille théorie de l'amorphie. Mais si on pose le porte-objet obliquement sur le trajet des rayons, la masse s'éclaire, elle doit par conséquent être uniaxe.

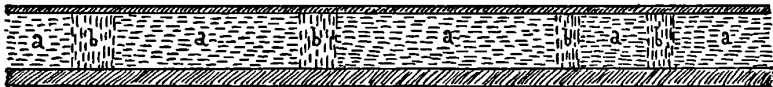


Fig. 12.

Les molécules se comportent donc comme des feuillets uniaxes, qui se disposent dans les endroits noirs parallèlement au verre, et dans les bandes brillantes se tiennent au contraire verticalement (fig. 12).

Une action encore plus grande que celle de la surface du verre,

qui naturellement peut seulement rendre parallèles les axes principaux, et non pas les axes secondaires, est exercée par la surface des cristaux solides, qui peuvent amener en position complètement parallèle des axes des molécules.

Inversement les molécules des cristaux d'oléate d'ammonium peuvent agir aussi d'une manière directrice sur les molécules des cristaux solides. Des lames minces de cholestérine se formant en même temps s'orientent sur ces derniers ; de même il y a la syncristallisation de rouge de magdala, déjà mentionnée, etc.

Une telle orientation des particules par l'action des corps voisins se fait encore sentir dans la formation des cristaux liquides mixtes. On fait se former facilement ces cristaux mixtes en rapprochant dans le champ du microscope deux cristaux liquides de nature différente. On voit parfois les deux cristaux se diffuser l'un dans l'autre ou, plutôt, l'un sur l'autre, celui qui a la tension superficielle moindre se coulant et se répandant sur l'autre cristal (*fig. 13*), comme ils font des gouttes.

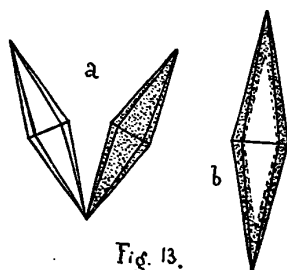


Fig. 13.

Cette diffusion présente un intérêt particulier, parce que non seulement la force expansive, nommée pression osmotique, entre en action, mais aussi la force moléculaire attractive et orientante, que néglige la théorie ordinaire, sans doute sans erreur sensible, parce que le travail d'absorption est compensé par le travail de désagrégation.

Lorsque les forces d'orientation sont faibles, les cristaux liquides, suspendus librement forment des gouttes sphériques, comme les liquides ordinaires. Mais ces gouttes liquides sont des cristaux ; elles sont anisotropes, et leur développement se ferait inégalement dans les différentes directions.

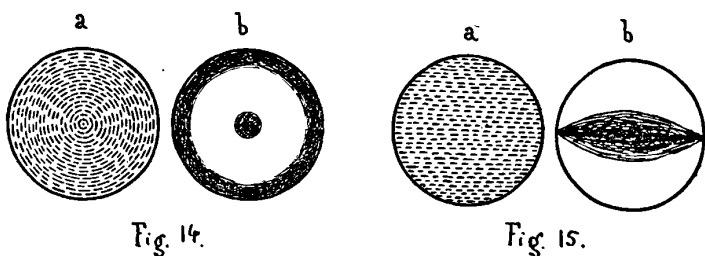
J'ai trouvé (1890) le premier exemple de telles gouttes cristallines sphériques avant la découverte des cristaux liquides d'oléate

d'ammonium dans les liquides troubles provenant de la fusion du paraazoxyanisole et du paraazoxyphénétol. M. *Gattermann* avait attiré mon attention sur ces matières à la suite de ma publication sur le trouble du benzoate de cholestérine de *Reinitzer*, fondu, au sujet duquel j'avais énoncé l'hypothèse, que ce dernier devait être une masse cristalline liquide, comme l'iodure d'argent régulier, quoiqu'il ne fût pas possible de reconnaître des cristaux isolés, à cause de leur petitesse.

Quand on chauffe, par exemple, du paraazoxyanisole solide à une certaine température, il passe à l'état liquide, franchement liquide, mais c'est un liquide trouble : c'est le liquide cristallin. Si l'on continuait à chauffer, à une température plus élevée, le liquide s'éclaircirait brusquement, les cristaux liquides auraient fondu à leur tour.

Ces gouttes liquides cristallines possèdent des propriétés extrêmement curieuses. D'après les recherches quantitatives de *Schenck*, ces liquides ont une fluidité comparable à celle de l'eau ou de l'alcool. Mais ces gouttes sont anisotropes, les particules y sont orientées en cercles concentriques autour d'axes de symétrie (*fig. 14 a*). Cette disposition spéciale donne lieu à des réfractions singulières, à une sorte de filandre.

Si on regarde à travers une goutte dans la direction de l'axe de symétrie, elle paraît contenir dans l'intérieur un noyau opaque, enveloppé d'une auréole grisâtre circulaire (*fig. 14 b*), comme on le reconnaît dans la photographie exposée.



Quand la goutte est examinée perpendiculairement à l'axe de symétrie (*fig. 15 a*), le noyau central prend la forme d'une lentille biconvexe, dont les bords s'appuient sur la périphérie de la sphère.

En lumière polarisée, la goutte apparaît dans la première position, par suite du dichroïsme, divisée en quadrants alternativement

blancs et jaunes (*fig. 16*), surtout avec le paraazoxyphénétol, quand on ajoute, en outre, du paraazophénétol comme colorant jaune.

Entre les nicols croisés on voit une croix noire séparant les secteurs blancs et jaunes (*fig. 17*).

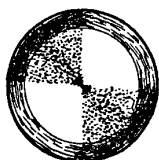


Fig. 16.

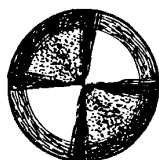


Fig. 17.

Dans le cas où la goutte est épaisse, il n'y a pas de couleurs d'interférence. Celles-ci apparaissent, surtout par l'addition d'une matière étrangère, qui diminue la biréfringence, comme par exemple de l'azobenzol, quand on diminue fortement l'épaisseur. Mais la structure des gouttes est alors modifiée (*fig. 18*), et en conséquence aussi la forme des croix noires (*fig. 19*).

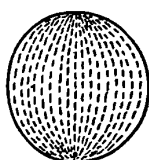


Fig. 18.

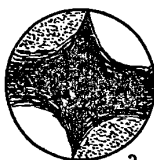


Fig. 19.



Fig. 20.

Les couleurs correspondent exactement à l'épaisseur ; on le reconnaît particulièrement bien, en prenant comme couvre-objet une lentille plan-convexe. Dans la position d'éclairage, le centre noir est alors entouré par des zones circulaires des gouttes colorées, en relation avec les anneaux colorés de Newton.

Souvent l'addition d'une matière étrangère, par exemple de la colophane, produit un arrangement hélicoïdal des molécules, qui se montre aussi bien en lumière ordinaire par torsion en spirale des filandres (*fig. 20*), qu'en lumière polarisée par une rotation extrêmement forte du plan de polarisation, de sorte qu'au lieu d'avoir des croix noires entre les nicols croisés, on a seulement des croix colorées ou

grises (ou des croix noires entre les nicols non croisés). Le système des anneaux colorés (obtenus, en appliquant une lentille comme couvre-objet), apparaît entouré par des zones sombres et claires alternantes régulièrement. Cela tient naturellement à ce que la grandeur de la rotation du plan de polarisation dépend aussi de l'épaisseur de la préparation.

De telles gouttes tordues prennent un mouvement de rotation rapide de sens opposé à celui des aiguilles d'une montre, quand on les chauffe en bas et les refroidit en même temps en haut. La cause est due probablement à ce que non seulement la croissance, mais encore la solution de ces gouttes s'effectuent anisotropiquement. Comme la tension superficielle rétablit aussitôt la forme sphérique, des courants superficiels doivent naître, qui, à cause de la torsion, ont la forme de spirales et produisent ainsi la rotation.

Si deux ou plusieurs gouttes se touchent, elles se fusionnent, comme deux gouttes d'huile, et la goutte résultante, naturellement plus grande, prend la structure normale : *aussitôt*, quand elle est suspendue librement, *lentement* ou pas du tout, quand elle est en contact avec le verre. Dans ce dernier cas, ces gouttes montrent deux ou plusieurs noyaux sombres, entourés d'une auréole circulaire, mais en outre il se produit d'autres noyaux sombres avec auréole carrée (*fig. 21 a*), dont le nombre est égal à celui des premiers moins un et qui correspondent aux points où les gouttes se sont d'abord touchées et fusionnées, parce qu'en ces endroits il se produit un trouble de la structure moléculaire (*fig. 21 b*).

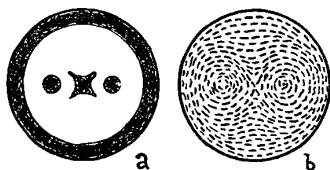


Fig. 21.

Naturellement il y a aussi d'autres modes de jonction ; et les figures projetées⁽¹⁾ en montrent des exemples ; et aussi des masses étendues

(1) Voir : O. LEHMANN, *Flüssige Kristalle*, Leipzig, W. Engelmann, 1904 ; — *Die scheinbar lebenden Kristalle*, Esslingen a. N. I. F. Schreiber, 1907 ; — *Flüssige Kristalle und die Theorien des Lebens*, Leipzig, I. Ambr. Barth., 2, Aufl. 1908.

fluides cristallines en lumière naturelle, en lumière polarisée et entre les nicols croisés.

Les nombreuses photographies et les positifs sur verre exposés⁽¹⁾ montrent les mêmes phénomènes.

La tendance des gouttes à la rotation peut produire une hétérogénéité de structure, de sorte que les auréoles carrées apparaissent comme lieux de croisement des lignes de séparation des individus (*fig. 22*).

Par des mélanges convenables, la force moléculaire orientante des gouttes cristallines peut être réduite de telle sorte que l'absorption du verre l'emporte et que les gouttes cristallines, qui y adhèrent, apparaissent pseudo-isotropes, excepté sur le bord et les lignes de séparation (*fig. 23*).

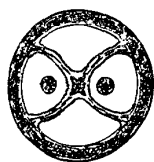


Fig. 22.



Fig. 23.

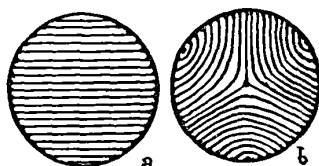


Fig. 24.

Par échauffement continu d'un mélange de dibenzalbenzidine et d'éthoxybenzalazine en parties égales avec de la colophane, on obtient des exemplaires géants d'individus pseudo-isotropes, qui apparaissent noirs entre les nicols croisés, séparés par des stries huileuses claires.

En chauffant seulement peu de temps, ces individus s'étendent en lamelles extrêmement minces. De telles gouttes lamellaires (*fig. 24*) montrent même à la lumière ordinaire une hachure extrêmement fine, qui peut produire des couleurs de diffraction.

Des gouttes semblables hachées se forment en mélangeant le caprinat de cholestérine avec le paraazoxyphénétol. Les cristaux mixtes représentent des formes de passage entre les cristaux liquides polyédriques de la première substance et les gouttes cristallines de la dernière; ils ont une forme ellipsoïdale ou cylindrique

(1) Voir O. LEHMANN, *loc. cit.*, et plus haut, p. 713, note (1).

(fig. 25) ou forment des macles, comme le montrent les figures (fig. 26).

Probablement par des mélanges convenables on pourra produire des passages continus entre les cristaux les plus durs et les gouttes de cristaux sphériques.



Fig. 25.

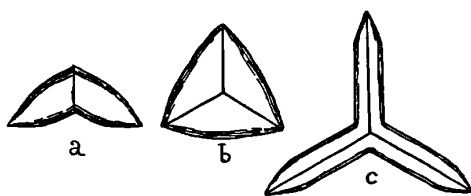


Fig. 26.

Par contact avec les faces des cristaux solides on peut produire des cristaux facilement coulants, étendus, avec extinction unique, c'est-à-dire d'une structure homogène ou avec molécules parallèles, dont les propriétés optiques sont suffisantes pour les ranger dans un des systèmes cristallins.

Dans le caprinat de cholestérine et dans d'autres matières, préparées par M. Jaeger, j'ai trouvé deux modifications fluides-cristallines, par conséquent trois états liquides en tout. Les deux premiers peuvent exister mélangés ensemble, et être en équilibre, comme dans le cas de dissociation. Ils produisent à la lumière réfléchie des apparitions de couleurs magnifiques, passant par toutes les teintes du spectre, depuis le violet jusqu'au rouge, d'un éclat semblable au chatouement des ailes de papillon; surtout si on ajoute du para-azoxyphénétol et si on rend d'abord la masse par pression pseudoisotrope. Les mêmes couleurs se présentent entre les nicols croisés.

Si un cristal liquide d'oléate d'ammonium vient en contact avec une bulle d'air, il se répand sur cette dernière et l'enveloppe (fig. 27) finalement d'une couche uniformément épaisse. Il se forme alors une sorte de sphéro-cristal creux, dans lequel l'axe optique de chaque molécule est orienté perpendiculairement à la surface.

Une gouttelette d'un liquide étranger joue souvent le même rôle que la bulle d'air, et il peut aussi arriver, dans ce cas, que, au lieu de conserver une forme sphérique, la goutte cristalline s'allonge en des cormes très déliées, vermiculaires (fig. 28), dont l'équilibre n'est jamais atteint, parce qu'ils croissent irrégulièrement çà et là. De telles for-

mations cylindriques sont les formes myéliniques déjà mentionnées.

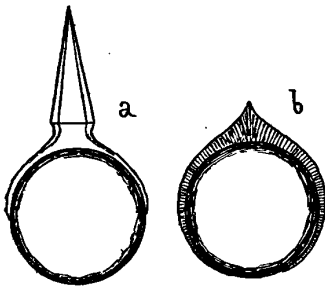


Fig. 27.



Fig. 28.

J'ai trouvé dans l'éther éthylique de l'acide paraazoxycinnamique préparé par *Vorländer* cristallisant d'une solution saturée à chaud dans une très petite quantité de naphthaline monobromée, des formes particulièrement surprenantes. De ce que les cristaux sont hémimorphes, il résulte que les gouttes cristallines montrent un aplatissement unilatéral (*fig. 29 a*). Des sphères avec plusieurs aplatissements peuvent naître par réunion de plusieurs gouttes n'ayant pas la même orientation (*fig. 29 b*). Deux sphères, aplaties en se rencontrant, forment des espèces de macles, des sphères doubles (*fig. 29 c*), qui se partagent facilement de nouveau, s'allongent en un bâtonnet vermiculaire qui prend la forme d'un serpent (*fig. 30*).



Fig. 29.



Fig. 30.

De telles formations se déplacent dans le liquide, y vont et viennent comme en rampant, s'y étendent, s'y allongent, y bourgeonnent et se fragmentent, tout à fait à la manière de certains organismes inférieurs, avec lesquels ils ont une ressemblance extérieure des plus curieuses.

Le cinématographe montre des photographies obtenues par *M. Sommerfeldt* d'après nature.

La force qui produit ces curieux phénomènes n'est pas seulement la force de configuration, mais encore la force de cristallisation, ou d'absorption, qui entraîne les molécules arrivées en dernier lieu entre celles déjà déposées et les oriente parallèlement à celles-ci.

Des effets de cette force de cristallisation dans les cristaux solides sont : l'accroissement d'un cristal, se développant en une couche poreuse contre la pesanteur, la syncristallisation de deux matières en couches parallèles et l'orientation régulière des cristaux de différentes sortes dans le cas de dissociation, ainsi que dans le cas de transformation polymorphique, par exemple dans l'acide protocatéchique, dans l'éther paradiquino-carbonique et dans le parazophénétol.

La modification du réseau, qui produit dans les derniers cas une force de glissement (*fig. 31*) très considérable, est causée par la transformation des molécules ; ensuite le travail mécanique est effectué aux dépens de l'énergie chimique.

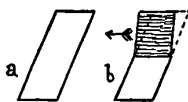


Fig. 31.

Il y a probablement, parce qu'il s'agit d'un changement de molécules, des passages aux forces qu'exercent les corps organiques dans le cas du changement de la quantité d'eau qu'ils contiennent (comme dans des muscles découpés, des tendons, des cheveux, des cordes, du bois, etc.).

La force musculaire des êtres vivants et les forces des autres matières contractiles qu'ils renferment, sont-elles en principe des forces identiques ?

D'après la biologie, un autre facteur intervient dans les organismes, c'est l'âme, qui empêche les forces de suivre les lois naturelles et les dirige conformément au but de la conservation de soi-même et du bien-être, en percevant les excitations.

Mais où est le siège de cette âme ? En vue des phénomènes de régénération (par exemple dans les polypes)⁽¹⁾ et de transplantation [comme les figures⁽²⁾ le montrent pour les vers et les têtards], de l'au-

(1) Voir : I. FRICK (O. LEHMANN), *loc.*, II (2), 1394, 1909.

(2) *Loc. cit.*, 1400.

totidivision et de la copulation, l'âme doit être divisible et capable de se relier à d'autres âmes comme la matière.

Y a-t-il en conséquence des âmes de bio-molécules, d'atomes et d'électrons et des combinaisons de celles-ci à des âmes plus parfaites, comme le suppose la théorie de la vie monistique?

Les atomes, dont les âmes sont réunies, suivent-ils encore comme auparavant les lois naturelles ; ou bien l'influence directrice de l'âme s'explique-t-elle par les discordances?

Les réponses ne pourront être données sans la connaissance des forces moléculaires, qui se manifestent avec la plus grande clarté dans les cristaux liquides.

Comme il résulte des observations décrites, on peut dire : « Les cristaux liquides se comportent comme s'ils étaient composés de molécules avec des pôles magnétiques, qui peuvent s'orienter réciproquement, comme les particules de fer dans les houppes produites par un aimant. »

Les molécules sont-elles en réalité aimantées? Les gouttes et les masses cristallines de para-azoxyanisol, placées dans un champ



Fig. 32.

magnétique, se comportent en effet de telle manière, mais pas du tout les cristaux liquides en général. Il faut admettre plutôt que les molécules sont des couples astatiques (fig. 32), qui peuvent s'orienter en vérité réciproquement, mais qui ne sont pas affectés par un champ uniforme.

Par l'hypothèse des électrons tournoyant dans les molécules, qui exercent des forces magnétiques, j'ai essayé déjà autrefois d'expliquer la force moléculaire orientante dans les cristaux solides. On pourrait, par exemple, admettre que des ions positifs soient entourés par des électrons négatifs ; alors deux systèmes tournoyants de ce genre, approchés l'un de l'autre, auraient une tendance à se disposer parallèlement comme deux feuilles circulaires magnétiques. Les électrons de l'un des systèmes, en se mouvant dans le champ

magnétique de l'autre, seraient déplacés et entreraient en vibration, de sorte que leur parcours serait représenté par une sinusoïde, portée sur un axe d'abscisses en forme de cercle; dans le cas le plus simple par une ligne-nœud, comme le montre la figure (fig. 33).

De tels courants-nœuds se comportent comme des couches magnétiques avec des saillies, grâce auxquelles ils peuvent exercer l'un sur l'autre une force orientante et ils se déforment en même temps de telle sorte que la direction du courant devient la même dans toutes les parties parallèles.



Fig. 33.

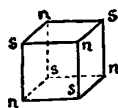


Fig. 34.

Cela est réalisé par l'arrangement de huit systèmes en un cube (fig. 34) ou à un parallépipède, comme dans les modèles exposés⁽¹⁾, dont les sommets apparaissent alternativement, positivement et négativement aimantés. Cette formation est astatique, elle se comporte comme le groupement de douze aimants en forme de fer à cheval. Les ions positifs, placés aux sommets, se repoussent, mais ils sont reliés avec les électrons négatifs tournoyants et, dans le trajet de ces derniers, s'enlacent de plus de lignes de force magnétiques, comme le montre le modèle; par la tendance de ces lignes à se contracter, toute la construction est maintenue.

Tout comme dans le cas des systèmes astatiques plans, une disposition sur un réseau régulier peut avoir lieu à cause de leur force orientante mutuelle; c'est-à-dire que nous sommes amenés de cette manière à la structure des cristaux.

Nous cherchons la vérité! Nous l'aurons atteinte, s'il est possible de calculer d'avance tous les phénomènes. Dans ce but, nous avons besoin avant tout d'une connaissance complète des matières et des forces qui entrent en action.

Par la découverte des cristaux liquides, une lacune importante de cette connaissance est comblée. La définition fondamentale d'un cristal, les théories de la polymorphie, de l'amorphie, des états

(1) O. LEHMANN, *Physikalische Zeitschrift*, 1900, Heft, 14, et *Archives d. sc. phys. et nat.*, Genève, 1909.

d'agrégation et toutes les autres, qui se basent sur celles-ci, doivent être modifiées en conséquence.

Le genre de répartition des molécules ne peut pas avoir sur les propriétés de la matière une si grande influence qu'on le croit ordinairement; c'est la nature de la molécule elle-même, qui joue le rôle le plus important.

Nous avons vu que les corps se comportent comme s'ils étaient composés de systèmes moléculaires magnétiques astatiques. Il est compréhensible, par suite de cette hypothèse, qu'il puisse exister des cristaux liquides, qu'ils puissent montrer l'homéotropie spontanée, l'homéotropie forcée, la pseudoisotropie et les autres phénomènes décrits, autrefois inconnus; de plus que la polarité des particules cristallines soit peut-être en relation avec celle qui cause l'homéotropie des amibes et l'existence d'un axe de croissance dans le protoplasma liquide des cellules embryonnaires.

Enfin il est compréhensible que, comme nous l'avons vu, la force de cristallisation ou d'absorption ne puisse pas uniquement provoquer la croissance des cristaux ou développer la résistance passive de l'élasticité, comme on l'acceptait jusqu'ici, qu'elle puisse au contraire produire en outre des mouvements et effectuer du travail mécanique directement aux dépens de l'énergie chimique sans perte également comme les forces des organismes.

Peut-être les cristaux liquides rendront vraiment possible la création d'une théorie quantitative de la structure de la matière et une mécanique des atomes, basée sur les équations fondamentales de l'électromagnétisme; une théorie, qui apportera un certain profit non seulement à la cristallographie, mais aussi à la physique, à la chimie, à la biologie et à la technique.

Mais le but principal est l'application des nouveaux phénomènes découverts, par exemple, l'emploi des forces moléculaires pour la construction d'un moteur musculaire artificiel, qui aurait un plus grand rendement, que les moteurs thermodynamiques actuels, et qu'on pourra construire sans avoir la théorie des atomes, de même qu'on peut construire des machines électriques sans avoir une théorie des électrons.

DE LA MESURE ABSOLUE DE GRANDEURS FONDAMENTALES DU CHAMP ÉLECTRO-MAGNÉTIQUE. — POSSIBILITÉ D'UNE ACTION MUTUELLE DES CHAMPS ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE CONSTANTS ⁽¹⁾ ;

Par M. V. BJERKNES.

Le but final de cette communication est la description d'une expérience qui a eu un résultat négatif; mais les idées qui m'ont conduit à exécuter cette expérience ne sont pas, peut-être, sans valeur. Les mêmes idées, ou des idées analogues, pourront nous amener un jour à un résultat positif.

1. Rappelons-nous l'idée de ce qu'on a appelé mesures absolues.

La mesure d'une grandeur physique quelconque consiste en une comparaison de celle-ci avec une grandeur de la même espèce. Ainsi toute mesure est relative. Mais, en nous servant des relations intrinsèques liant entre elles les grandeurs différentes, on peut faire dépendre le choix d'unité pour une quantité de celui d'autres quantités. Ainsi le choix d'unités primaires peut se réduire à un minimum. Comme unités primaires ont été choisies celles de longueur, de masse et de temps, et, en nous servant d'une expression peu adéquate, nous disons qu'une quantité quelconque peut être mesurée en unités absolues si l'unité de cette quantité est déterminée sans ambiguïté par le choix des unités de longueur, de masse et de temps.

Cela posé, il est évident que la condition nécessaire et suffisante pour qu'on puisse mesurer en unités absolues n quantités indépendantes est la connaissance de n relations indépendantes qui lient ces quantités à d'autres qui ont été mesurées déjà en unités absolues. Si nous prenons un groupe quelconque de quantités physiques, introduites pour la description d'une certaine classe de phénomènes, on ne peut pas être sûr *a priori* de l'existence de ces relations. La nécessité d'introduire de nouvelles unités primaires peut se présenter. Mais, en discutant dans ce qui va suivre la mesure du groupe de quantités qu'on a introduit dans le but de décrire les phénomènes du champ électromagnétique, nous ferons explicitement l'hypothèse que, dans ce cas, on n'a besoin d'aucune nouvelle unité primaire.

2. Pour pouvoir décrire les phénomènes électromagnétiques dans

⁽¹⁾ Communication faite à la Société française de Physique, séance du 18 juin 1909.

un diélectrique homogène et isotrope sous les conditions les plus simples, on peut se servir des six quantités suivantes (1) : inductivité électrique α et inductivité magnétique β du milieu diélectrique qui est le siège du champ ; l'induction électrique \mathfrak{A} et l'induction magnétique \mathfrak{B} ; l'intensité de champ électrique a et l'intensité de champ magnétique b . Ces quantités sont assujetties à satisfaire aux équations suivantes :

$$(a) \quad \mathfrak{A} = \alpha a \quad \mathfrak{B} = \beta b;$$

les équations décrivant la structure géométrique du champ électromagnétique, savoir :

$$(b) \quad \begin{cases} \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} = \text{curl } b & \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} = - \text{curl } a \\ \text{div } \mathfrak{A} = 0 & \text{div } \mathfrak{B} = 0; \end{cases}$$

les équations donnant les propriétés du champ électromagnétique, savoir :

$$(c) \quad \Phi_e = \int \frac{1}{2} \mathfrak{A} \cdot a d\tau \quad \Phi_m = \int \frac{1}{2} \mathfrak{B} \cdot b d\tau$$

Φ_e représentant l'énergie électrique et Φ_m l'énergie magnétique du champ, et $d\tau$ l'élément de volume, l'intégration étant étendue à tout le champ.

Comme il est bien connu, les équations (a) et (b), jointes aux conditions nécessaires aux limites du champ, déterminent d'une manière uniforme la structure géométrique du champ à un temps quelconque, cette structure étant donnée à un temps initial. Ainsi, du point de vue géométrique, le système d'équation électromagnétique est parfaitement déterminé.

En faisant application aussi des équations d'énergie, nous pouvons déduire tous les phénomènes connus relatifs aux effets mécaniques et aux transformations d'énergie dans le champ. Ainsi, même de ce point de vue, le système d'équations paraît être déterminé.

(1) Les notations sont celles de mon livre *Die Kraftfelder*, Braunschweig, 1909 ; elles sont empruntées à Heaviside et à Gibbs. Les unités choisies sont les *unités rationnelles de Heaviside* (*Electromagnetic Theory*, London, 1898).

Tout autrement s'il s'agit de la mesure en unités absolues des différentes quantités que nous avons introduites dans le but de pouvoir écrire les équations résumant notre connaissance du champ électromagnétique. Pour ce problème, notre système d'équation n'est plus déterminé.

3. Pour le voir, remarquons d'abord que des six quantités α , β , \mathfrak{A} , \mathfrak{B} , a , b , nous pouvons éliminer deux à l'aide des équations de connexions (a). Il reste donc quatre quantités que nous devons mesurer en unités absolues en faisant usage des équations (b) et (c).

Comme on le voit immédiatement, chacune des équations (c) peut servir de base à une mesure absolue. En ne considérant ici que le principe intrinsèque des mesures, et non leur réalisation pratique, nous pouvons imaginer les équations (c) résolues par rapport aux produits scalaires $A \cdot a$ et $B \cdot b$ qui sont dans ce cas-ci identiques aux simples produits arithmétiques Aa et Bb . Ainsi des mesures d'énergie combinées avec des mesures d'espace nous conduisent à des mesures absolues des deux produits Aa et Bb . Voilà tout ce qu'on peut tirer des équations (c).

Passant aux équations (b), nous voyons qu'aucune d'elles ne se prête immédiatement à des mesures absolues. Elles nous montrent seulement comment varient les quantités électromagnétiques de lieu à lieu et de temps à temps, sans nous donner des relations de ces quantités à d'autres qui soient d'une nature connue. Nous pouvons en tirer une conséquence, cependant, qui peut servir de base d'une telle mesure. Comme on le sait bien, on en tire que les perturbations électromagnétiques se propagent avec la vitesse de propagation $\frac{1}{\sqrt{\alpha\beta}}$.

Ainsi la mesure d'une vitesse de propagation nous conduit à la mesure du produit $\alpha\beta$, dont la valeur est égale au carré réciproque de la vitesse de propagation mesurée.

Ainsi sont susceptibles d'être mesurées en unités absolues les trois seuls produits :

$$Aa \qquad Bb \qquad \alpha\beta.$$

La mesure absolue de chaque quantité séparément ne sera possible que si l'on fait la mesure absolue d'une quatrième grandeur indépendante formée des mêmes quantités. Cela présuppose, cependant, la découverte d'une quatrième relation indépendante, et jusqu'à ce que cette découverte soit faite, nous ne pouvons seulement

définir des *unités relatives* des quantités électriques, qu'on obtient en faisant un choix supplémentaire outre le choix des unités de longueur, de masse et de temps.

4. Dans le but de définir des systèmes d'unités relatives, on a fait deux choix différents. Ou l'on a donné à l'inductivité électrique, ou à l'inductivité magnétique de l'espace vide (l'éther libre), la valeur numérique 1. Le premier choix conduit au système d'unités électrostatiques, le second au système d'unités électromagnétiques. Tous les deux ont été appelés par convention internationale les systèmes d'unités absolues. Dans ce qui suivra, nous éviterons cette terminologie ambiguë, et nous les appellerons les deux systèmes *relatifs*.

De quelque manière que soit choisi un véritable système d'unités relatives, les valeurs numériques des trois produits Aa , Bb , $\alpha\beta$ doivent rester invariables. En remarquant que les produits Aa et Bb peuvent s'écrire aussi $\frac{1}{\alpha} A^2$ et $\frac{1}{\beta} B^2$ ou bien $\alpha^2 a$ et βb^2 , nous trouvons les règles suivantes pour passer des nombres exprimant une quelconque de nos quantités en un système aux nombres exprimant la même quantité en un autre système d'unités :

1° Les nombres exprimant l'inductivité électrique et l'inductivité magnétique se changent en raison inverse les uns aux autres ;

2° Les nombres exprimant l'induction et l'intensité de champ correspondants se changent en raison inverse les uns aux autres ;

3° Le nombre exprimant une inductivité se change en raison directe du carré de l'induction correspondante et en raison inverse du carré de l'intensité de champ correspondante.

En combinant ces trois règles, on en tire finalement :

4° Les nombres exprimant l'induction électrique se changent proportionnellement à ceux qui expriment l'intensité de champ magnétique, et les nombres exprimant une intensité de champ électrique se changent proportionnellement à ceux qui expriment l'induction magnétique.

Pour exprimer les mêmes règles par des formules, dénotons par l'indice q que les quantités sont exprimées en un système et par l'index r qu'ils sont exprimés en un autre système d'unités. Supposons que l'on sache que le nombre exprimant une induction électrique dans le système d'unités r soit r fois plus grand que le nombre exprimant la même induction dans le système d'unités q . Nous obtiendrons alors le schéma de relations suivant pour passer des nombres exprimant

nos quantités en l'un aux nombres exprimant les mêmes quantités en l'autre de ces deux systèmes d'unités :

$$(a) \quad \begin{cases} A_q = n A_r & \alpha_q = n^2 \alpha_r & B_q = \frac{1}{n} b_r \\ a_q = \frac{1}{n} a_r & \beta_q = \frac{1}{n^2} \beta_r & b_q = n b_r. \end{cases}$$

Si l'indice q se réfère au cas des unités électrostatiques et l'indice r au cas des unités électromagnétiques, nous avons pour le cas de l'espace vide α_q et β_r , tous les deux égaux à l'unité, et α_r et β_q tous les deux égaux à la valeur réciproque du carré de la vitesse de la lumière. Dans ce cas, nous avons ainsi $n = 3 \cdot 10^{10}$. Si, de l'autre côté, q se réfère aux unités magnétiques et r aux unités électriques, nous aurons :

$$n = \frac{1}{3} \cdot 10^{-10}.$$

Le même système d'équation nous permettra une fois de passer des nombres exprimant nos quantités dans l'un des systèmes d'unités relatives que nous appliquons aujourd'hui à ceux qui les exprimeront dans les unités absolues définies par tout autre choix que ceux des unités de longueur, de masse et de temps.

§. Tout nous porte à croire que l'origine de la nature indéterminée du système d'équations 2 (a), (b), (c) est due à la forme encore incomplète des équations de champ (b). Car ces équations nous donnent une relation seulement, au lieu de deux se prêtant à des mesures absolues.

Je vais essayer ici une conjecture relative à une forme hypothétique plus complète de ces équations. J'y suis conduit par une image mécanique des phénomènes du champ électromagnétique dont je me suis occupé (¹). Mais la conjecture ne présuppose pas nécessairement l'identité complète entre les phénomènes d'ordre électromagnétique et les phénomènes d'ordre mécanique dont j'ai fait la comparaison. Je ferai seulement l'hypothèse que l'analogie se continue un pas au delà de la limite jusqu'à laquelle nous avons été en état de l'examiner à présent.

Ma conjecture consistera donc en ceci, qu'une forme plus exacte des

(¹) Voir l'ouvrage cité ci-dessus, ch. xii.

équations de champ 2 (b) sera la suivante :

$$(a) \quad \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} = \text{curl } \mathfrak{b} \quad \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} + \mathfrak{a} \nabla \mathfrak{B} = - \text{curl } \mathfrak{a}$$

l'expression $\mathfrak{a} \nabla \mathfrak{B}$ représentant un vecteur dont les composantes suivant les trois axes de x , y et z , sont les suivantes :

$$(b) \quad \begin{cases} a_x \frac{\partial B_x}{\partial x} + a_y \frac{\partial B_x}{\partial y} + a_z \frac{\partial B_x}{\partial z} \\ a_x \frac{\partial B_y}{\partial x} + a_y \frac{\partial B_y}{\partial y} + a_z \frac{\partial B_y}{\partial z} \\ a_x \frac{\partial B_z}{\partial x} + a_y \frac{\partial B_z}{\partial y} + a_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \end{cases}$$

Ainsi la première équation de Maxwell, l'équation du courant électrique est inaltérée. Le second, l'équation du « courant magnétique », est complété par l'addition du terme $\mathfrak{a} \nabla \mathfrak{B}$. Ainsi l'extension consiste en ceci : il y existe deux espèces de courant magnétique : d'abord le courant magnétique de déplacement bien connu, dont la densité de courant est $\frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t}$; et en second lieu, un courant magnétique existant partout où il y a un champ électrique superposé à un champ magnétique non uniforme. La densité de ce courant est donnée par le vecteur $\mathfrak{a} \nabla \mathfrak{B}$.

6. En supposant correcte cette forme étendue des équations de Maxwell, nous pouvons déterminer de suite les dimensions des quantités électromagnétiques.

De la seconde équation 5 (a), il suit que $\mathfrak{a} \nabla \mathfrak{B}$ a les mêmes dimensions que $\text{curl } \mathfrak{a}$. L'opération ∇ et curl revenant tous les deux à la division par une longueur L, nous obtenons l'équation de dimensions $[a] [B] = [a]$, ou bien

$$[B] = 1.$$

Ainsi l'induction magnétique est de dimensions zéro. En nous souvenant que l'expression $Bb = \frac{1}{\beta} B^2 = \beta b^2$ a les dimensions d'une quantité d'énergie, divisée par un volume $ML^{-1}T^{-2}$; que $\alpha\beta$ a les dimensions du carré réciproque d'une vitesse, $L^{-2}T^2$; et enfin que $Aa = \frac{1}{\alpha} A^2 = \alpha a^2$ a de nouveau les dimensions d'une énergie divisée

par un volume, nous trouvons le système de dimensions suivant :

$$\begin{array}{lll} [A] = \text{ML}^{-2}\text{T}^{-1} & [\alpha] = \text{ML}^{-3} & [B] = \text{M}^0\text{L}^0\text{T}^0 \\ [a] = \text{LT}^{-1} & [\beta] = \text{M}^{-1}\text{LT}^{-2} & [b] = \text{ML}^{-1}\text{T}^{-2}. \end{array}$$

Je ne m'occuperai pas de rechercher, si, dans un cas comme celui-ci, la détermination des dimensions d'un groupe de quantités contient aussi une spécification complète de la nature physique de ces quantités. Mais voici une spécification possible : A est la quantité de mouvement par unité de volume (ou transport de masse par centimètre carré et par seconde), et a est la vitesse du milieu qui est le siège du champ ; α est la densité, et β l'inverse du coefficient d'élasticité de ce milieu ; enfin B est le double angle de rotation d'un élément de ce milieu, et b la moitié du moment correspondant de rotation par unité de volume.

Les vitesses sont dirigées suivant les lignes de force électrique, et les axes de rotation sont tangents aux lignes de force magnétiques ; cette rotation, qui est négative si l'on applique la règle de vis positive, est contrebalancée par une espèce d'élasticité rotationnelle ou gyrostatique dont le coefficient d'élasticité est représenté par $\frac{1}{\beta}$. Telle l'image mécanique dont j'ai parlé ci-dessus, et qui m'a conduit au changement introduit dans la seconde équation de Maxwell.

En laissant ouverte la question de savoir si l'introduction du terme $\alpha \nabla \mathfrak{H}$, dans la seconde équation de Maxwell, implique une concordance parfaite entre le champ électromagnétique et l'image mécanique dont je viens de parler, nous allons nous servir pourtant d'une terminologie conforme à cette concordance supposée, ce qui est commode pour des raisons pratiques.

7. De la même manière que l'existence du terme $\alpha \nabla \mathfrak{H}$ dans la seconde équation de Maxwell nous permet de déterminer les dimensions des quantités électromagnétiques, la découverte expérimentale d'un phénomène dépendant de ce terme conduirait à la mesure absolue de la quantité B, et ainsi à la mesure absolue de toutes les quantités du champ électromagnétique.

Considérons le cas le plus simple. Produisons un champ électrique uniforme à l'aide d'un condensateur formé par deux plaques circulaires parallèles A, B (*fig. 1*). De part et d'autre de ce condensateur plaçons deux aimants cylindriques d'égale intensité, leurs pôles de même nom NN' derrière les deux armatures du condensateur. Le

système entier est symétrique par rapport à l'axe commun aux armatures du condensateur et aux aimants ainsi que par rapport au plan normal à cet axe, à égales distances des deux armatures du condensateur. Choisissons ce plan comme plan yz , et l'axe de symétrie comme axe ox . L'origine des coordonnées est donc au point neutre O du champ magnétique.

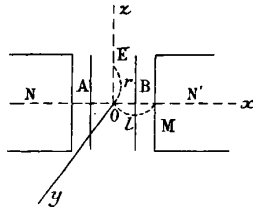


FIG. 1.

Développons maintenant suivant le théorème de Taylor les composantes B_x, B_y, B_z de l'induction magnétique au voisinage du point neutre. En omettant les termes de deuxième ordre, chaque composante sera représentée par une expression linéaire en x, y, z . L'origine des coordonnées étant au point neutre, les termes constants disparaîtront. On peut simplifier davantage ces expressions en utilisant la symétrie du champ par rapport aux plans de coordonnées. En deux points placés symétriquement par rapport à un de ces plans, les composantes tangentielles du vecteur doivent disparaître, tandis que les composantes normales auront la même valeur numérique et les signes opposés. En nous servant de ces conditions, nous trouvons facilement que les trois développements linéaires se réduisent aux suivants :

$$(a) \quad B_x = \left(\frac{\partial B_x}{\partial x}\right)_0 x, \quad B_y = \left(\frac{\partial B_y}{\partial y}\right)_0 y, \quad B_z = \left(\frac{\partial B_z}{\partial z}\right)_0 z.$$

Comme il y a aussi symétrie par rapport à l'axe des x , nous aurons $\left(\frac{\partial B_y}{\partial y}\right)_0$ égal à $\left(\frac{\partial B_z}{\partial z}\right)_0$. En nous servant de cette condition et de l'équation solénoïdale $\text{div } \mathfrak{B} = 0$, ou

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0$$

nous obtenons :

$$\left(\frac{\partial B_z}{\partial z}\right)_0 = \left(\frac{\partial B_y}{\partial y}\right)_0 = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial B_x}{\partial x}\right)_0$$

qui nous montre que le champ au voisinage du point neutre est complètement déterminé par le dérivé de B_x par rapport à x en ce point.

Pour former les expressions $\mathfrak{S}(b)$, nous remarquons que l'intensité de champ électrique n'a pas de composante parallèle aux axes des y et des z . D'autre part, on voit que B_y et B_z ont une dérivée nulle par rapport à x . Ainsi, dans les expressions $\mathfrak{S}(a)$, le seul terme différent de zéro sera :

$$(b) \quad a_x \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} \right)_0$$

qui représente la densité du courant magnétique le long de l'axe des x . Si la dérivée $\left(\frac{\partial B_x}{\partial x} \right)_0$ est positive, c'est-à-dire si les deux pôles magnétiques sont des pôles sud, ce courant magnétique aura la direction du champ électrique. Si les deux pôles magnétiques sont des pôles nord, le courant magnétique aura la direction opposée à celle du champ électrique.

Maintenant la seconde équation de Maxwell nous dit que le courant magnétique produit autour de lui un champ électrique, exactement comme le courant électrique produit autour de lui un champ magnétique, la seule différence étant celle des signes. La densité de courant (b) existant en tous les points d'un cercle de rayon r autour de l'axe des x produit un courant magnétique total égal à :

$$\pi r^2 a_x \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} \right)_0$$

Ce courant produit un champ électrique ayant l'intensité a' , qui a l'intégrale $2\pi r a'$ le long de la circonférence de ce même cercle. En identifiant les deux expressions, nous obtenons :

$$(c) \quad a' = \frac{1}{2} r a_x \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} \right)_0$$

La direction qu'a l'intensité du champ électrique relative au courant magnétique est donnée par la règle de la vis négative.

L'intensité de champ produite par le courant magnétique se composera avec celle du champ électrique primaire. *Les lignes de force de ce champ seront ainsi transformées en hélices, formant l'angle*

$$(d) \quad \theta = \frac{a'}{a_x} = \frac{1}{2} r \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} \right)_0$$

avec leur direction primaire. Comme on le voit, cet angle est indépendant de l'intensité ainsi que de la direction du champ électrique, et dépend seulement de la dérivée $\left(\frac{\partial B_x}{\partial x}\right)_0$ de l'induction magnétique.

En se souvenant de ce que nous venons de dire des signes, on voit que les lignes de force électrique seront transformées en hélices gauches, si les deux pôles magnétiques sont des pôles sud, et en des hélices droites, si ces deux pôles sont des pôles nord. On voit de plus par la formule (d) que l'angle θ augmente dans la même raison que la distance r à l'axe des x , et atteint sa plus grande valeur près du bord des plaques du condensateur.

En se souvenant de cette inflexion des lignes de force, on voit facilement comment se continue le courant magnétique. Arrivé à la seconde plaque-condensateur, il continue sous forme de courant de surface radiale jusqu'au bout de la plaque. De là il retourne à travers l'espace extérieur, où le champ électrique n'est plus uniforme et où le champ magnétique ne peut plus être représenté par les expressions linéaires (a), jusqu'à la première armature du condensateur, où il continue comme courant de surface radiale, dirigée vers l'intérieur. Le circuit est ainsi fermé.

Nous pouvons maintenant nous servir de l'équation (d) pour mesurer en mesure absolue l'induction magnétique. Soit B la valeur de cette induction sur l'axe de symétrie en M (fig. 1) à la distance l du point neutre. Nous aurons alors :

$$\left(\frac{\partial B_x}{\partial x}\right)_0 = \frac{B}{l}.$$

En introduisant cette valeur de la dérivée dans l'équation (d) et en résolvant par rapport à B nous obtenons :

$$B = 2\theta \frac{l}{r}.$$

Cette formule est intéressante en tant qu'elle représente l'induction magnétique par une quantité de la nature d'un angle. $\frac{1}{2} B$ représentant, dans l'image mécanique, l'angle de rotation autour d'une ligne de force magnétique, nous trouvons pour cet angle en supposant $l = r$,

$$\frac{1}{2} B = \theta.$$

Ainsi, dans le champ considéré, il existe la relation simple suivante : l'angle de rotation autour de la ligne de force magnétique en un point M (*fig. 1*) sur l'axe de symétrie à la distance r du point neutre est égal à l'angle d'inflexion des lignes de force électrique en un point E à la distance r de l'axe de symétrie.

En mesurant ainsi l'angle d'inflexion ϵ des lignes de forces électriques, nous obtenons donc une mesure absolue de $\frac{1}{2} B$, et par suite, de B.

En supposant que nous mesurons la même induction magnétique en mesure électromagnétique relative, nous obtenons une comparaison de cette mesure à la mesure absolue. Soit B_m le nombre qui exprime cette induction magnétique, en mesure électro-magnétique, et soit ce nombre n fois plus grand que le nombre B qui exprime cette même induction en unités absolues. Nous aurons alors :

$$B = \frac{1}{n} B_m$$

Ensuite nous pouvons trouver, à l'aide des équations 4 (a) les relations correspondantes pour les autres quantités.

8. En me servant des moyens très restreints que j'avais à ma disposition, j'ai exécuté l'expérience dont je viens d'indiquer ainsi le principe. Le résultat fut négatif.

C'est pourquoi je me restreindrai à donner seulement des indications sommaires des dispositions expérimentales.

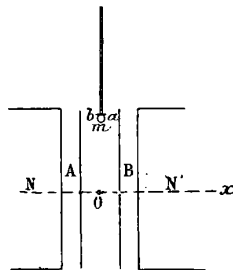


FIG. 2.

J'ai appliqué deux électro-aimants cylindriques dont les noyaux avaient la longueur de 40 centimètres et le diamètre de 7^{cm},3. Sur ces noyaux était enroulé un fil en cuivre en une couche de 3 centimètres

d'épaisseur et de 34 centimètres de longueur. Le courant était fourni par un petit générateur donnant un courant de 30 ampères, ou, à course forcée, de 50 ampères à une tension de 4 volts. Les disques-condensateurs A, B (*fig. 2*) avaient le même diamètre que les noyaux des électro-aimants et étaient placés à la distance mutuelle de 2 centimètres. Près du bord supérieur des disques, à une distance de 3^{cm},5 de l'axe, était suspendue une aiguille légère d'aluminium *ab*, portant un miroir plan *m*. L'échelle millimétrique et le télescope étaient placés à la distance de 2 mètres.

Les disques condensateurs furent chargés à des potentiels opposés, variant de 1 000 à 2 000 volts. Dans le champ ainsi produit, l'aiguille fut tenue fortement dans une position d'équilibre stable, étant dirigée suivant les lignes de force. Ensuite, le champ magnétique fut produit alternativement de manière que les deux pôles en regard étaient tous les deux des pôles nord NN' ou tous les deux des pôles sud. Le changement d'un cas à l'autre devait produire un changement de direction de lignes de force électrique égal à 2θ, et l'aiguille, étant toujours dirigée le long de ces lignes, devait éprouver la même rotation.

Toutes les causes perturbatrices furent éloignées aussi soigneusement que possible, leurs effets étant éliminés par des mesures spéciales (action magnétique directe sur l'aiguille, petites perturbations du champ électrique). J'ai trouvé que le double de la rotation recherchée n'atteignait jamais l'angle qui correspond à deux dixièmes d'un millimètre. Ainsi l'angle θ n'atteignait pas $\frac{1}{40\ 000}$ radian. Donc, en un point sur l'axe de symétrie à la distance 3^{cm},5 du point neutre, la rotation autour de la ligne de force magnétique n'a pas atteint la valeur $\frac{1}{40\ 000}$. La valeur de B étant égale au double de l'angle de rotation, le résultat de notre tentative de mesurer l'induction magnétique B en ce point nous a conduit à l'inégalité :

$$B < \frac{1}{20\ 000} \text{ cm}^\circ \text{ gr}^\circ \text{ sek}^\circ.$$

Les pôles des aimants étaient à la distance de 1^{cm},75 du point neutre. En me servant de la spirale de bismuth de Lénard, j'ai trouvé l'induction magnétique immédiatement à la surface de l'aimant égale à environ 180 *unités magnétiques irrationnelles*. Pour passer aux

unités rationnelles de *Heaviside* nous avons à diviser ce nombre par $\sqrt{4\pi}$ ⁽¹⁾. Ainsi l'induction à la surface des aimants a été égale à 50 unités magnétiques rationnelles. Si le champ s'était étendu à la distance double de 3^{cm},5 du point neutre, nous y aurions trouvé l'induction 100. Ainsi :

$$B_m = 100 \text{ unités électro-magnétiques rationnelles.}$$

Le nombre exprimant une induction magnétique en unités électro-magnétiques est donc au moins deux millions de fois plus grand que le nombre exprimant la même induction en unités absolues. Nous avons ainsi à introduire dans les équations 4 (a) $n > 2 \cdot 10^6$, et nous obtenons :

$$\begin{aligned} A &> 2 \cdot 10^6 A_m & \alpha &> 4 \cdot 10^{12} \alpha_m & B &< \frac{1}{2} 10^{-6} B_m \\ a &< \frac{1}{2} 10^{-6} a_m & \beta &< \frac{1}{4} 10^{-12} \beta_m & b &> 2 \cdot 10^6 b_m. \end{aligned}$$

En nous servant encore une fois des équations 4 (a) pour passer des unités électriques aux unités magnétiques, nous obtenons $n = \frac{2}{3} \cdot 10^{-4}$, et ainsi :

$$\begin{aligned} A &> \frac{2}{3} \cdot 10^{-4} A_e & \alpha &> \frac{4}{9} 10^{-8} \alpha_e & B &< \frac{3}{2} \cdot 10^4 B_e \\ a &< \frac{3}{2} \cdot 10^4 a_e & \beta &< \frac{9}{4} 10^8 \beta_e & b &> \frac{2}{3} 10^{-4} b_e. \end{aligned}$$

Considérons de plus près ce que nous apprennent ces équations. Pour le cas de l'éther libre nous avons $\alpha_e = 1$. Ainsi l'inductivité ab-

(1) L'expression de l'énergie électrique, respectivement magnétique, est écrite généralement dans la forme irrationnelle :

$$\Phi_r = \int \frac{1}{8\pi} A_i a_i dt \quad \Phi_m = \int \frac{1}{8\pi} B_i b_i dt.$$

En comparant avec les expressions 2 (c) et se servant des équations de connexion (a), on trouve les relations :

$$A = \sqrt{4\pi} A_i \quad a = \sqrt{4\pi} a_i \quad B = \sqrt{4\pi} B_i \quad b = \sqrt{4\pi} b_i$$

donnant les relations entre le nombre exprimant les mêmes inductions et intensités de champs en unités rationnelles et irrationnelles (Voir : *Heaviside, Electromagnetic Theory*).

solue ou bien la densité de l'éther est *plus grande* que $\frac{4}{9} \cdot 10^{-8}$ grammes par centimètre cube. De plus, dans l'éther libre, nous avons $\beta_m = 1$. Ainsi l'inductivité absolue de l'éther, ou bien la réciproque de son coefficient d'élasticité, est plus petite que $\frac{1}{4} \cdot 10^{-12}$ gr. cm⁻¹ sec². Or, le coefficient d'élasticité de l'éther est plus grand que $4 \cdot 10^{12}$ gr. cm⁻¹ sec⁻² ou dyne par centimètre carré. En mettant $a_c = 1$, nous obtenons $a < \frac{3}{2} 10^{-4}$. Ainsi la vitesse correspondante à l'unité électrostatique rationnelle d'intensité de champ électrique est plus petite que $\frac{3}{2} \cdot 10^4$ centimètre par seconde. $A_c = 1$ donne la valeur correspondante de A plus grand que $\frac{2}{3} 10^{-4}$. C'est-à-dire la quantité de mouvement correspondante à l'unité électrostatique rationnelle de l'induction électrique est un transport de masse plus grand que $\frac{2}{3} \cdot 10^{-4}$ grammes par centimètre carré par seconde. En posant $B_m = 1$, nous obtenons la valeur correspondante de B plus petite que $\frac{1}{2} \cdot 10^{-6}$. C'est-à-dire, le double de l'angle de rotation correspondante à l'unité rationnelle électromagnétique de l'induction magnétique est plus petit que $\frac{1}{2} \cdot 10^{-6}$ radians. En mettant finalement $b_m = 1$, nous obtenons la valeur correspondante de b plus grand que $2 \cdot 10^6$. C'est-à-dire le demi-moment de rotation par unité de volume qui représente l'unité rationnelle magnétique d'intensité de champ magnétique est plus grand que $2 \cdot 10^6$ dynes-centimètre par centimètre cube.

9. En répétant l'expérience que je viens de décrire, il ne doit pas y avoir de difficultés à augmenter la précision de beaucoup au delà de la limite que j'ai atteinte dans ce premier essai. En enroulant plus de fil sur les aimants, et en se servant du courant le plus intense que peut supporter ce fil pour un court intervalle de temps, il ne serait pas probablement impossible d'augmenter dix fois ou encore plus la valeur de la dérivée $\left(\frac{\partial B_x}{\partial x}\right)_0$, et ainsi l'angle θ . D'autre part, si l'expérience était exécutée à une place bien protégée contre les tremblements (j'ai réussi de lire les dixièmes seulement grâce à une forte chute de neige, après laquelle les tremblements produits par les voitures

sur la rue furent réduits de beaucoup), on devait pouvoir employer plus grande distance et plus fort télescope et arriver ainsi à une précision des lectures augmentées de dix fois. Enfin, on peut, au moins théoriquement, augmenter l'effet indéfiniment en augmentant le diamètre des disques condensateurs et des aimants. On peut concevoir aussi des méthodes beaucoup plus délicates pour la découverte du changement produit dans le champ électrique. Enfin, on peut se servir d'arrangements tout à fait différents de celui que nous venons de décrire, et que nous avons choisi à cause de sa simplicité théorique. Ainsi une expérience formant l'analogie électrostatique de l'expérience électrodynamique de Hall présenterait, au point de vue pratique de précieux avantages. Les aimants devraient avoir alors en regard des pôles de noms opposés, et les lignes de force magnétique devraient couper sous angle droit les lignes de force électriques. Cet arrangement se prêtera mieux à la production d'un champ magnétique intense.

Plus grande sera la précision obtenue, sans qu'on arrive à la découverte de l'effet, plus sera grande la valeur de la densité de l'éther. De cette densité croissante suivront des valeurs décroissantes de la vitesse correspondante à l'unité présente de l'intensité de champ électrique, et des valeurs croissantes des quantités de mouvement correspondant à la présente unité de l'induction électrique. De cette densité croissante résulteront des valeurs croissantes du coefficient d'élasticité de l'éther et des valeurs croissantes du demi-moment de torsion correspondant à la présente unité de l'intensité de champ magnétique, et enfin des valeurs décroissantes du double angle de rotation correspondant à la présente unité d'induction magnétique.

Sir Oliver Lodge a récemment produit des arguments intéressants en faveur d'une densité de l'éther de l'ordre de grandeur de 10^{12} grm. par centimètre cube, et ainsi 10^{20} fois plus grande que la limite à laquelle nous sommes arrivés ci-dessus. Si cette estimation est correcte, l'angle d'inflexion de lignes de force électrique devrait être 10^{40} fois plus petite que la limite trouvée par nous. Pour découvrir cet angle sous la supposition d'une valeur dix fois plus grande de la dérivée $\left(\frac{\partial B_x}{\partial x}\right)_0$ et d'une précision des lectures dix fois plus grande, les noyaux de l'électro-aimant et les disques-condensateurs devraient avoir un diamètre égal au rayon de la terre. Sous ces conditions, nos chances de découvrir l'effet en nous servant des champs station-

naires ou statiques produits par les méthodes ordinaires ne seraient que très petites. Le seul moyen serait probablement alors l'application des champs magnétiques énormément intenses qui existent au voisinage immédiat d'un corpuscule négatif en mouvement. La première chose à examiner serait alors le mouvement de corpuscule lui-même quand on prend en considération le nouveau terme introduit dans l'équation de Maxwell.

10. Il faut bien noter ici que la conception de la nature mécanique dont se sert Sir Olivier Lodge pour déduire la densité de l'éther est différente de la nôtre en tant qu'il explique le champ magnétique par des mouvements le long des lignes de force magnétique et le champ électrique par des rotations autour des lignes de force électrique. Mais ses arguments en faveur d'une densité de l'éther de l'ordre de grandeur 10^{12} sont également valables dans l'un des cas comme dans l'autre. Mais la méthode pour trancher la question expérimentalement sera différente. En tirant la conséquence de la théorie de Lodge, qui est essentiellement la même que celle de Larmor et de Sommerfield, nous trouvons qu'il faut donner aux équations de Maxwell la forme :

$$(a) \quad \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} + b \nabla \mathfrak{A} = \text{curl } \mathfrak{q} \quad \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} = - \text{curl } \mathfrak{a}.$$

Le terme $b \nabla \mathfrak{A}$ représente une nouvelle forme de courant électrique et non plus de courant magnétique. Tandis que, suivant les équations 5 (a), un champ électrique statique ou stationnaire sera déformé si l'on y superpose un champ magnétique non uniforme, nous trouvons qu'en vertu des équations (a) ci-dessus ce sera le champ *magnétique* statique ou stationnaire qui sera déformé quand on y superpose un champ électrique non uniforme.

Pour découvrir éventuellement cette déformation, nous pouvons nous servir des mêmes arrangements expérimentaux que ci-dessus, en produisant par des pôles opposés des aimants un champ magnétique uniforme, tandis qu'on produit un champ électrique analogue au champ magnétique employé précédemment, en chargeant les deux disques au même potentiel. Une aiguille faiblement magnétique est employée qui est tenue fortement en équilibre le long des lignes de force. Ces lignes devaient être infléchies en spirale quand on y ajoute le champ électrique, ces spirales ayant l'inflexion positive si les deux disques ont des charges positives, et une inflexion négative si les deux disques ont des charges positives. En passant de la charge

positive à la charge négative, l'aiguille démontrerait une déflexion égale au double de l'angle de torsion. J'ai exécuté l'expérience d'une manière qualitative sans pouvoir découvrir aucune déflexion.

J'en rends compte ici pour accentuer que les deux idées différentes relatives à la correspondance entre les quantités électromagnétiques et les quantités mécaniques conduiront à des méthodes parallèles pour la résolution du problème des mesures absolues. Une des expériences ayant une fois conduit à un résultat positif, nous aurions en même temps tranché la question de savoir quelle est la vraie correspondance entre la quantité électromagnétique et les quantités mécaniques.

RELATIONS ENTRE LES TENSIONS MAXIMUM ET LES DENSITÉS DE VAPEURS ET DE LIQUIDES SATURÉS;

Par M. GEORGES MESLIN.

Soit m la chaleur spécifique de liquide saturé, on sait⁽¹⁾ que l'on a :

$$(1) \quad m = C + h \frac{d\pi}{dt}$$

et comme :

$$h = -AT \left(\frac{dv}{dt} \right),$$

on peut écrire :

$$(2) \quad m = C - AT \left(\frac{dv}{dt} \right) \frac{d\pi}{dt}$$

(1) C , c , h et l sont les coefficients fondamentaux que l'on introduit au début de la thermodynamique, π désigne la tension maximum à t° ; on emploiera ici la notation $\frac{d\pi}{dt}$ pour éviter la confusion avec le terme $\frac{dp}{dt}$ qui exprime le rapport entre dp et dt à volume constant et qu'on écrira $\left(\frac{dp}{dt} \right)_v$ ou plus simplement $\left(\frac{dp}{dv} \right)$ en sous-entendant la troisième lettre mise en indice; par analogie on voit la définition précise de $\left(\frac{dv}{dt} \right)_p$ qui s'écrira $\left(\frac{dv}{dt} \right)$ et qu'il faut soigneusement distinguer de $\frac{du}{dt}$, u étant le volume spécifique du liquide saturé; quand il s'agira de la vapeur, on emploiera les mêmes expressions, mais accentuées, telles que $\left(\frac{dv'}{dt} \right)$, $\frac{du'}{dt}$, etc.; de même, on envisagera pour le liquide la quantité $\left(\frac{dv}{dp} \right)_t$, qu'on écrira $\left(\frac{dv}{dp} \right)$, et pour la vapeur l'expression $\left(\frac{dv'}{dp} \right)_t$, qui, plus simplement, s'écrira $\left(\frac{dv'}{dp} \right)$.

D'autre part, on peut obtenir aussi (1) pour expression de m :

$$(3) \quad m = c + l \frac{du}{dt}$$

qui, en tenant compte de la condition :

$$l = AT \left(\frac{dp}{dt} \right)$$

s'écrit :

$$(4) \quad m = c + AT \left(\frac{dp}{dt} \right) \frac{du}{dt}.$$

La comparaison de (2) et de (4) donne :

$$C - AT \left(\frac{dv}{dt} \right) \frac{d\pi}{dt} = c + AT \left(\frac{dp}{dt} \right) \frac{du}{dt}.$$

Mais, en vertu de la relation connue :

$$(5) \quad C = c + l \left(\frac{dv}{dt} \right) = c + AT \left(\frac{dp}{dt} \right) \left(\frac{dv}{dt} \right)$$

l'équation (5) se transforme en :

$$\left(\frac{dp}{dt} \right) \left(\frac{dv}{dt} \right) = \left(\frac{dv}{dt} \right) \frac{d\pi}{dt} + \left(\frac{dp}{dt} \right) \frac{du}{dt},$$

qui, en divisant par $\left(\frac{dp}{dt} \right) \times \left(\frac{dv}{dt} \right)$ prend la forme très symétrique :

$$(6) \quad \frac{\frac{du}{dt}}{\left(\frac{dv}{dt} \right)} + \frac{\frac{d\pi}{dt}}{\left(\frac{dp}{dt} \right)} = 1.$$

On peut d'ailleurs l'écrire de différentes façon en tenant compte de :

$$\left(\frac{dp}{dv} \right) \left(\frac{dv}{dt} \right) + \left(\frac{d\pi}{dt} \right) = 0$$

(1) Rappelons qu'on l'obtient de la même façon que l'équation (1), mais en prenant comme variable t et v , au lieu de t et p ; on envisage l'expression :

$$dQ = cdt + l dv,$$

et on remarque que pour obtenir la saturation à la suite d'une modification dt , il faut faire changer le volume d'une quantité dv égale à la variation du volume spécifique du corps saturé : dv n'est donc autre que le du qui correspond à dt

$$dv = \frac{du}{dt} dt \quad \text{et} \quad dQ = cdt + l \frac{du}{dt} dt,$$

d'où :

$$m = \frac{dQ}{dt} = c + l \frac{du}{dt}.$$

on a par exemple :

$$(7) \quad \frac{du}{dt} - \left(\frac{dv}{dt} \right) = \frac{\frac{d\pi}{dt}}{\left(\frac{dp}{du} \right)}$$

ou :

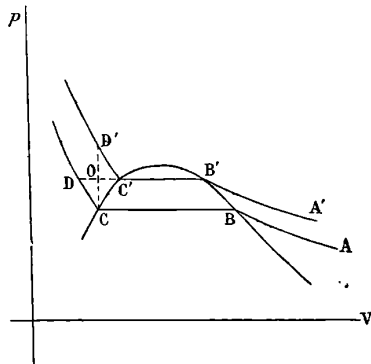
$$(8) \quad \frac{d\pi}{dt} - \left(\frac{dp}{dt} \right) = \frac{\frac{du}{dt}}{\left(\frac{dv}{dp} \right)}$$

L'équation (6) établit une relation entre : la tension maximum π ; le volume spécifique de liquide saturé u ; et les deux autres dérivés $\left(\frac{dv}{dt} \right)$, $\left(\frac{dp}{dt} \right)$ qui se rapportent à l'étude de la dilatation du liquide.

L'équation (7) établit une relation entre : la tension maximum π ; le volume spécifique du liquide saturé u ; et les deux autres dérivées qui se rapportent à l'étude de la compressibilité $\left(\frac{dv}{dp} \right)$ et de la dilatation sous pression constante $\left(\frac{dv}{dt} \right)$, dérivées qui dépendent de la relation $f(p, v, t) = 0$.

On peut dire encore que si $f(p, v, t) = 0$ est déterminé, ainsi que la fonction π , il en est de même de la fonction u , et les valeurs obtenues par l'expérience doivent nécessairement satisfaire aux relations précédentes (1).

(1) Ainsi que me l'a fait remarquer M. Raveau, la formule (6) peut être établie géométriquement en envisageant sur le faisceau des isothermes les deux courbes



ABCD, A'B'C'D' correspondant à deux températures voisines dont les valeurs diffèrent de dt .

Les deux triangles OCD, OC'D' peuvent être considérés à la limite comme sem-

On obtient aussi pour la vapeur saturée des relations analogues à (6), (7) et (8), d'où l'on tirerait de semblables conséquences. On a par exemple :

$$(9) \quad \frac{d\pi}{dt} - \left(\frac{dp'}{dt}\right) = \frac{\frac{du'}{dt}}{\left(\frac{dv'}{dp}\right)}$$

En éliminant $\frac{d\pi}{dt}$ entre (8) et (9), il vient :

$$(10) \quad \frac{\frac{du}{dt}}{\left(\frac{dv}{dp}\right)} + \left(\frac{dp}{dt}\right) = \frac{\frac{du'}{dt}}{\left(\frac{dv'}{dp}\right)} + \left(\frac{dp'}{dt}\right)$$

ou :

$$(11) \quad \frac{\frac{du}{dt} - \left(\frac{dv}{dt}\right)}{\left(\frac{dv}{dp}\right)} = \frac{\frac{du'}{dt} - \left(\frac{dv'}{dt}\right)}{\left(\frac{dv'}{dp}\right)}$$

qui établit une relation entre les volumes spécifiques de la vapeur et du liquide saturé, leurs dilatations et leurs compressibilités.

La vérification de cette formule pourrait être tentée pour l'acide carbonique avec les nombres donnés par M. Amagat $\left[\left(\frac{dv}{dp}\right), \left(\frac{dv}{dt}\right), \left(\frac{dv'}{dp}\right), \left(\frac{dv'}{dt}\right)\right]$ et ceux fournis par M. Mathias (u et u').

Indiquons rapidement quelques-unes des conséquences de ces équations.

1° Prenons d'abord la relation symétrique (6) appliquée au liquide saturé :

$$(6) \quad \frac{\frac{du}{dt}}{\left(\frac{dv}{dt}\right)} + \frac{\frac{d\pi}{dt}}{\left(\frac{dp}{dt}\right)} = 1$$

blables, puisqu'ils ont alors leurs côtés CD et C'D' parallèles ; on a donc :

$$\frac{CO}{CD'} = \frac{OD}{C'D} = \frac{CD - OC'}{C'D}$$

ou :

$$\frac{OC}{CD'} + \frac{C'D}{OC} = 1.$$

Or :

$$\begin{aligned} OC &= d\pi = \frac{d\pi}{dt} dt & CD' &= \left(\frac{dp}{dt}\right)_v dt \\ OC' &= du = \left(\frac{du}{dt}\right) dt & C'D &= \left(\frac{dv}{dt}\right)_p dt. \end{aligned}$$

D'où la relation énoncée.

et laissons de côté le cas où le liquide présenterait un maximum de densité, alors chacune des quatre quantités qui figurent dans cette équation est positive, et les deux termes positifs dont la somme est égale à l'unité sont des *fractions proprement dites*, on a donc :

$$\left(\frac{dp}{dt}\right) > \frac{d\pi}{dt}$$

$$\left(\frac{dv}{dt}\right) > \frac{du}{dt}$$

$\frac{d\pi}{dt}$ et $\frac{du}{dt}$, qui sont connus par l'expérience, fournissent donc des limites inférieures des coefficients $\left(\frac{dp}{dt}\right)$ et $\left(\frac{dv}{dt}\right)$ relatifs à la dilatation ;

2° Cette équation (6) est encore applicable au voisinage du point critique, or $\left(\frac{dv}{dt}\right)$ et $\frac{du}{dt}$ augmentent alors indéfiniment et, s'ils sont du même ordre d'infini, leur rapport tend vers une valeur déterminée ;

si cette valeur était égale à l'unité, l'autre fraction : $\frac{\frac{d\pi}{dt}}{\left(\frac{dp}{dt}\right)}$ tendrait vers zéro, et comme $\frac{d\pi}{dt}$ est différent de zéro, il faudrait que $\left(\frac{dp}{dt}\right)$ augmente indéfiniment.

Mais si l'on sait pour d'autres raisons que $\left(\frac{dp}{dt}\right)$ reste fini au voisinage du point critique, on en conclura que le rapport de $\frac{du}{dt}$ à $\left(\frac{dv}{dt}\right)$ tend vers une valeur différente de l'unité ; si on la désigne par ε^2 , l'autre fraction tend vers $1 - \varepsilon^2$.

3° Il en résulte aussi que la différence $\left(\frac{dp}{dt}\right) - \frac{d\pi}{dt}$ tend vers $\varepsilon^2 \left(\frac{dp}{dt}\right)$ et que le produit de cette différence par $\frac{du}{dt}$, tout en gardant le même signe, augmente indéfiniment au voisinage du point critique.

(Je reviendrai sur les conséquences de cette conclusion.)

4° On peut enfin appliquer à la vapeur des équations analogues :

$$\frac{\frac{du'}{dt}}{\left(\frac{dv'}{dt}\right)} + \frac{\frac{d\pi}{dt}}{\left(\frac{dp'}{dt}\right)} = 1.$$

Mais ici les conclusions seront différentes, parce que les quatre quantités qui figurent dans cette relation ne sont pas de même signe; l'une d'elles, $\frac{du'}{dt}$, est négative, et si la première fraction est représentée par $-K^2$, la seconde sera représentée par $1 + K^2$ sans qu'on puisse assigner cette fois une limite par rapport à l'unité.

Mais de l'équation :

$$\frac{\frac{d\pi}{dt}}{\left(\frac{dp'}{dt}\right)} = 1 + K^2$$

on conclut que l'on a toujours :

$$\left(\frac{dp'}{dt}\right) < \frac{d\pi}{dt},$$

qui est conforme à ce qu'on sait sur les propriétés des vapeurs.

Si l'on prend comme point de départ cette inégalité déduite de l'expérience, on en déduit que :

$$\frac{\frac{du'}{dt}}{\left(\frac{dv'}{dt}\right)} = -K^2.$$

5° Au voisinage du point critique, la différence $\left(\frac{dp'}{dt}\right) - \frac{d\pi}{dt}$ tend vers $K^2 \left(\frac{dp'}{dt}\right)$.

6° Enfin l'équation (10) résultant de (8) et de (9),

$$\left(\frac{dp}{dv}\right) \frac{du}{dt} + \left(\frac{dp}{dt}\right) = \left(\frac{dp'}{dv}\right) \frac{du'}{dt} + \frac{dp'}{dt} = \frac{d\pi}{dt}$$

nous permet de conclure que chacune des quantités $\left(\frac{dp}{dv}\right) \frac{du}{dt}$ et $\left(\frac{dp'}{dv}\right) \frac{du'}{dt}$, qui se présente sous une forme indéterminée, $0 \times \infty$, $0 \times (-\infty)$, tend vers une quantité finie $\frac{d\pi'}{dt} - \left(\frac{dp}{dt}\right)$ ou $\frac{d\pi}{dt} - \left(\frac{dp'}{dt}\right)$ et que leur différence tend vers la valeur $\left(\frac{dp}{dt}\right) - \left(\frac{dp'}{dt}\right)$, c'est-à-dire vers $-\left[\epsilon^2 \left(\frac{dp}{dt}\right) + K^2 \left(\frac{dp'}{dt}\right)\right]$.

PROPRIÉTÉS SÉLECTIVES DES CORPS NOIRS EMPLOYÉS COMME RÉCEPTEURS
DANS LA MESURE DE L'ÉNERGIE RAYONNANTE ET CONSÉQUENCES QUI EN
DÉCOULENT⁽¹⁾ ;

Par M. C. FÉRY.

I

Ce n'est que trente-huit ans après l'admirable conception de l'en-
ceinte isotherme de Kirchhoff⁽²⁾ que les physiciens pensèrent à
réaliser sur son principe un *radiateur intégral*⁽³⁾.

On semble s'être moins préoccupé, dans l'étude des radiations, de
la nature du *récepteur*. C'est au moyen de lames planes, recouvertes
de noir de fumée ou de noir de platine, que fut déterminée la valeur
numérique du coefficient $a = \frac{T^4 - t^4}{W}$ de la loi de Stefan.

Il m'a semblé intéressant de voir si les corps absorbants employés
ne présentaient pas des propriétés sélectives faussant les résultats.

Pour faire cette étude, l'idée toute naturelle qui se présente est
de comparer l'absorption d'une plaque, recouverte du corps à étudier
à celle d'un corps creux de même surface d'ouverture,

L'emploi d'une cavité hémisphérique se présente tout naturellement
à l'esprit, mais il est facile de voir que suivant la région frappée par
le rayonnement incident, les conditions sont très différentes. En effet
en désignant par 100 le flux tombant sur une telle cavité, on trouve
que

25 0/0 des radiations éprouvent	1 réflexion
40,2 —	2 —
16,3 —	3 —
6,7 —	4 —
3,8 —	5 —
enfin 8,0 —	plus de 5 —

Une cavité conique est la seule imprimant à tous les rayons paral-
lèles à son axe le même nombre de réflexions. Ce nombre N est donné

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du
2 avril 1909.

(2) KIRCHHOFF, *Pogg. Ann.*, 1860, p. 292.

(3) LUMMER et KURLBAUM, *Verh. d. phys. Ges. Berlin*, t. XVII, n° 9, 1898.

par la relation très simple :

$$N = \frac{180}{\alpha},$$

où α est l'angle au sommet du cône.

Je me suis donc arrêté à un cône ayant 30° au sommet, ce qui conduit à six réflexions pour les rayons qui y éprouvent la réflexion régulière. En désignant par K le pouvoir réflecteur d'un rayon monochromatique, on aurait donc après six réflexions :

$$R = (K)^6.$$

Pour le noir de platine, la plus grande valeur observée pour K est d'environ 0,3 :

$$R = (0,3)^6 = 0,0007,$$

soit un pouvoir absorbant de 0,9993.

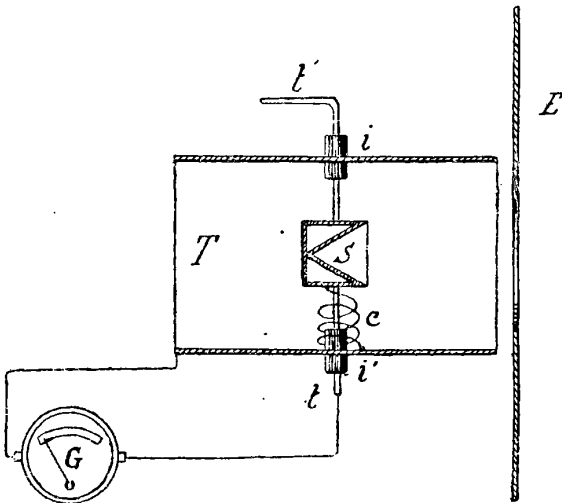


FIG. 1.

Le cône et la plaque ferment les deux bases d'un cylindre métallique relié à l'enveloppe protectrice T par un fil de constantan c (fig. 1) en forme de ressort spiral, et la substitution du cône à la plaque recouverte de la substance étudiée est obtenue par une rotation de 180° de la manivelle t' .

On peut ainsi, par le galvanomètre G ⁽¹⁾, connaître à 0°,01 près l'élévation de température de la pièce S soumise au rayonnement.

La source de radiations était un four électrique à résistance, la longueur d'onde moyenne du flux étant tirée de la formule de Wien, $\lambda_m \theta = 2940$. La longueur d'onde $\lambda = 0^{\mu},8$ était donnée par une lampe à arc.

En désignant par Δ la déviation obtenue avec le cône et δ celle fournie par la plaque, on peut appeler *pouvoir réflecteur* ou diffusant, le rapport,

$$R = \frac{\Delta - \delta}{\delta}.$$

Ce rapport a été porté en ordonnées sur la *fig. 2*; les longueurs d'onde sont portées en abscisses.

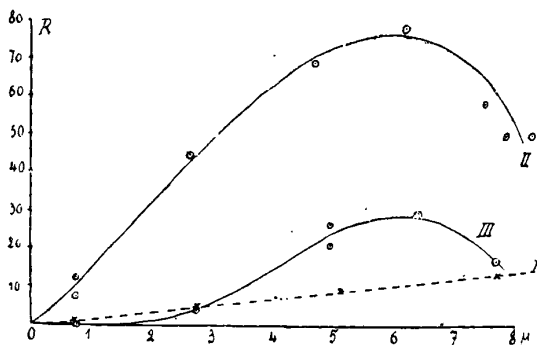


FIG. 2.

La courbe I pointillée se rapporte à un noir de fumée appliqué d'abord par un vernis léger à la gomme laque; une seconde couche est déposée ensuite au moyen de vernis léger au bitume de Judée dans la benzine. On obtient ainsi une très bonne surface absorbante.

La courbe II se rapporte à un dépôt gris noir obtenu par électrolyse du chlorure de platine.

La courbe III est obtenue par un très beau dépôt de noir de platine ayant l'aspect du velours.

Ces deux dernières courbes présentent un *maximum de pouvoir réflecteur* vers 6 μ .

(¹) Le galvanomètre Grassot employé donne 1 millimètre sur une échelle à 1 mètre pour 0,02 micro-ampère; sa résistance est de 20 ohms.

A 100° le noir de platine le meilleur réfléchit encore 18 0/0 de l'énergie incidente.

Ces résultats ont été contrôlés au moyen de télescopes pyrométriques de mon système, mis obligeamment à ma disposition par la Compagnie des compteurs.

Voici les résultats fournis par deux de ces appareils :

λ	Température vulgaire	Constante de l'appareil	
		$= \frac{K\delta}{(T^4 - t^4)}$	
		N° 440 Couple platiné	N° 451 Couple fumé
1 μ ,85	1 400°	10,1	8,0
2.....	1 197	10,0	7,9
3.....	707	9,7	7,6
4.....	462	9,2	6,9
5.....	315	8,5	6,2
6.....	217	7,9	5,5
7.....	147	8,0	4,8
8.....	95	8,8	4,1

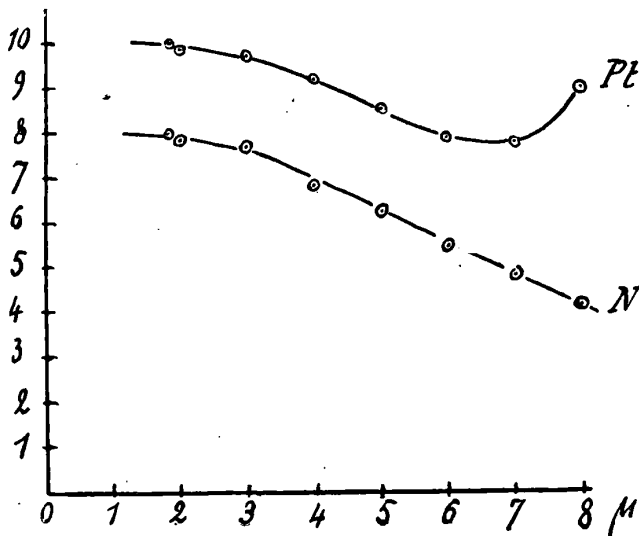


FIG. 3.

Les courbes de la fig. 3 représentent ces résultats; ces courbes, dont les ordonnées sont proportionnelles aux pouvoirs absorbants,

sont complémentaires des courbes de la *fig. 2*. En ce qui concerne le noir de fumée, celui du télescope n° 451 est très inférieur au point de vue de l'absorption au noir déposé par deux couches de vernis successives et non miscibles l'une dans l'autre. Il est important de terminer par le noir de fumée en suspension dans le vernis au bitume, ce carbure est en effet moins réfléchissant que la gomme laque et plus transparent aux radiations de grande longueur d'onde.

Les résultats obtenus par le numéro 449 confirment ceux obtenus directement sur le noir de platine ; ce corps présente un minimum d'absorption très accusé vers 6 μ . Le tableau suivant rapproche les résultats obtenus dans ces deux séries différentes de mesure :

Température vulgaire	Longueur d'onde	Pouvoir absorbant	Pouvoir diffusant	Somme
2667°	1	100	0	100
1197	2	100	1	101
707	3	97	5	102
462	4	92	10	102
314	5	85	21	106
217	6	79	30	109
147	7	80	25	105
95	8	88	13	101

La somme de la dernière colonne devrait être constante, l'accord est assez bon, étant donné la différence des méthodes et la difficulté des mesures aux basses températures.

Étant donné que la valeur de $\sigma = \pi a$, en désignant par a le coefficient de la loi de Stéfán, a été déterminée par Kurlbaum à 100°, avec un bolomètre à lames planes, noirci au noir de platine, il paraît résulter de mesures précédentes que ce coefficient doit être trop faible d'environ 18 0/0. Il m'a donc semblé important de le déterminer à nouveau avec un récepteur conique absorbant aussi complètement que possible les radiations de toutes les longueurs d'onde et auquel on pourrait donner le nom de récepteur intégral.

Ce cône en cuivre rouge (*fig. 4*) avait un angle au sommet de 30°.

L'intérieur était noirci au noir de fumée comme il a été indiqué précédemment, et l'extérieur, fileté, portait un fil de manganine isolé pour l'étalonnage de l'appareil en watts.

Ce système, protégé par une gaine g en maillechort poli, était supporté au centre d'une sphère métallique par des tiges de constantan K.

Une tige de laiton isolé L reliait le récepteur au galvanomètre, dont l'autre borne communiquait à la sphère formant soudure froide.

En assurant, par ces tiges, une perte prépondérante de chaleur par conductibilité, on rend négligeables les pertes par convection, et surtout par rayonnement, qui enlèvent toute proportionnalité aux déviations.

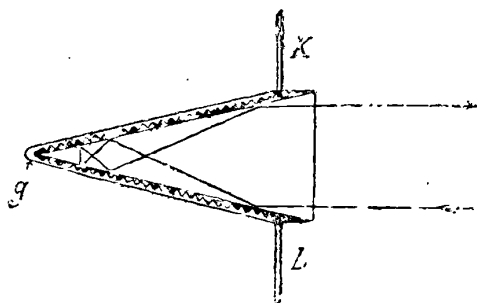


FIG. 4.

Le récepteur avait 1^{cm},53 de diamètre ; la source rayonnante était un four électrique diaphragmé par un écran métallique refroidi par de l'eau, et qui portait une ouverture circulaire de 2^{cm},50 de diamètre.

A une distance de 40^{cm},7, le four étant à 1 520° absolus, on obtenait 383 millimètres de déviation sur l'échelle du galvanomètre, ce qui correspondait à 0^{watt},0618 et à plus de 3°^{,5} d'élévation de température du récepteur.

La proportionnalité absolue des déviations aux watts dépensés jusqu'à 0^{watt},1 montre que la convection et le rayonnement sont tout à fait négligeables devant les pertes par conductibilité dans la région employée.

Voici le tableau résumant cette courbe, dont on n'a utilisé que le premier vingtième dans les mesures :

W	Millivolts
0,1	0,185
0,2	0,360
0,3	0,525
0,4	0,685
0,5	0,840
0,6	0,990
0,7	1,140
0,8	1,28
0,9	1,42
1,0	1,55
1,1	1,68
1,2	1,81
1,3	1,94
1,35	2,00

Quelques mesures préliminaires ayant montré la parfaite proportionnalité des déviations aux inverses des carrés des distances, pour une même température du four, je procédai à une série, à diverses températures, pour une même distance (40^{cm}, 7).

La température du four était donnée par un couple au platine, soigneusement étalonné, et qui fut revu à la fin de la série.

Température vulgaire	$(T^4 - t^4) 10^{12}$	δ du galva- nomètre	W	$\left(\frac{W}{T^4 - t^4}\right)$	$\frac{\pi a \text{ ou } \sigma \times 10^{-12}}{\pi \left(\frac{W}{T^4 - t^4} \times \frac{D^2}{SS'}\right)}$
529°	0,408	18 ^{mm} ,5	0,004325	1,06	6,04
555°	0,461	22 ,0	515	1,115	6,35
565°	0,488	24 ,0	561	1,15	6,55
600°	0,573	27 ,5	643	1,20	6,39
690°	0,858	40 ,0	936	1,091	6,22
753°	1,103	50	0,0117	1,06	6,04
840°	1,533	74	180	1,17	6,66
895°	1,903	86	201	1,055	6,02
921°	2,053	96	224	1,093	6,23
1 011°	2,720	131	306	1,115	6,35
1 040°	2,99	143	335	1,12	6,39
1 095°	3,50	167	391	1,12	6,39
1 123°	3,90	180	421	1,08	6,16
1 162°	4,25	201	471	1,11	6,33
1 205°	4,80	230	538	1,12	6,39
1 268°	5,70	264	618	1,082	6,16
1 263°	5,59	267	625	1,12	6,39
1 263°	5,59	265	620	1,11	6,32

Le rapport $\frac{W}{T^4 - t^4}$ n'offre aucune marche systématique; sa constance montre la grande exactitude de la loi de Stefan. La précision devient très bonne à partir de 1 000°.

La valeur précédemment admise pour σ est $5,32 \times 10^{-12}$ watt : cm²; l'excès de 18,4 0/0, que présente la moyenne $6,30 \times 10^{-12}$, des résultats de la dernière colonne, est bien de l'ordre que faisaient prévoir les mesures préliminaires. Je suppose la valeur de σ , ainsi déterminée, exacte à ± 2 0/0 près. La valeur de $a \times 10^{-12}$ est donc extrêmement voisine de 2×10^{-12} watt : cm².

II

 QUELQUES CONSÉQUENCES DE L'EMPLOI D'UN RÉCEPTEUR SÉLECTIF
 DANS LA MESURE DE L'ÉNERGIE RAYONNANTE

On peut se demander quelle est l'erreur systématique commise dans les mesures par l'emploi d'un récepteur ayant une absorption sélective comme la plupart des corps noirs (noir de fumée ou de platine), qui servent généralement à recouvrir les bolomètres et les piles thermoélectriques.

Cette erreur dépend en *grandeur* et en *signe* des propriétés particulières de la substance employée ; les expériences suivantes le feront bien comprendre :

On photographie un moulage en plâtre de trois cônes ayant respectivement des angles au sommet de 60, 45 et 30°.

Après avoir noirci au noir de fumée la face plane antérieure de ce moulage, ainsi que les cavités coniques, on l'a photographié en réalisant un éclairage aussi normal que possible au moyen de deux becs à incandescence placés à droite et à gauche de l'appareil photographique.

On remarquera que les trous semblent tous plus sombres que la face plane et qu'ils paraissent d'autant plus noirs qu'ils sont plus profonds.

Ces différences ne sont pourtant dues qu'aux radiations photographiques bleu violet, pour lesquelles le noir de fumée ne s'écarte que peu du récepteur intégral. Si la rétine était sensible pour les grandes longueurs d'onde, ce corps nous paraîtrait d'un gris d'autant plus clair que la longueur d'onde serait plus grande.

On peut facilement mettre en évidence par une expérience de cours l'absorption incomplète du noir de fumée. Un thermomètre différentiel porte deux réservoirs cylindriques A et B terminés d'un côté, par une cavité conique, et de l'autre par une face plane. Une source quelconque de radiations placée entre les deux réservoirs, et à égale distance, indique toujours un échauffement plus grand de la cavité A que de la face plane du réservoir opposé B.

Ce petit appareil se prête à une foule d'expériences comparatives. Si par exemple on remplace le noir de fumée de la face plane par un

mélange de noir de fumée et de graphite, on constate que l'absorption *augmente*, bien que le graphite seul soit un absorbant inférieur au noir de fumée.

Ceci provient de ce que le pouvoir absorbant est une fonction complexe, qui dépend à la fois de la nature chimique ou physique de la surface et aussi de sa *conductibilité calorifique*.

Il serait préférable de remplacer les anciennes dénominations de pouvoir absorbant et pouvoir émissif, désignant la facilité avec laquelle un flux est transmis par une surface, par la dénomination de *conductibilité superficielle*.

Une dernière expérience est encore plus instructive :

Deux plaques métalliques (*fig. 5*) sont réunies par un fil fin de constantan K, dont les extrémités sont soudées en leur milieu. Deux fils fins de cuivre *a* relient l'élément thermoélectrique ainsi constitué à un galvanomètre sensible.

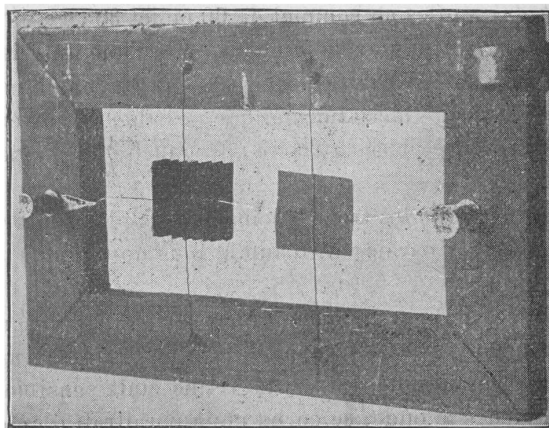


FIG. 5.

La lame plane de droite est noircie sur ses deux faces avec la substance étudiée, la lame de gauche plissée et également noircie se comporte grossièrement comme un récepteur intégral par la face recevant le rayonnement, et comme un radiateur intégral par l'autre côté. La surface utile de ces deux récepteurs est la même.

Lorsque la lame plane est recouverte de noir de fumée, elle prend une température *supérieure* à celle plissée, quand on la soumet à une

source donnant des longueurs d'onde plus petites que $10\ \mu$ (qui correspond à la température ambiante 293°). Exposée au soleil, par exemple, elle absorbe presque autant d'énergie que la lame plissée, car son coefficient d'absorption est d'environ 0,9 pour $0^\mu,54$, mais elle ne peut guère dissiper cette énergie que par rayonnement, étant donné la finesse des fils qui la supportent, et elle perd beaucoup moins que la lame plissée, son pouvoir émissif pour $\lambda = 10\ \mu$ (température ambiante) étant de 0,5 environ.

Pour les mêmes raisons, la déviation devient *négative*, si on remplace la source à haute température par un vase noirci plein de glace ($\lambda = 0^\mu,41$).

Les résultats sont très différents si on recouvre la lame plane de noir de platine dont le coefficient d'absorption passe par un *minimum* vers $6\ \mu$.

Pour une source à 500° , qui émet cette longueur d'onde, A est plus froide que B, la déviation est *négative*.

Elle sera nulle pour $\lambda = 10\ \mu$ (température ambiante) et pour une source à environ $1\ 000^\circ$. Les sources supérieures à $1\ 000^\circ$ ou inférieures à la température ambiante donneraient une déviation *positive*. Le vase plein de glace donnera le même sens de déviation que le soleil ⁽¹⁾.

Les conséquences de cette simple expérience sont nombreuses, j'en citerai quelques-unes :

L'emploi d'un récepteur sélectif déforme les courbes de représentation de l'énergie spectrale ; il multiplie cette énergie en chaque point par le rapport $\frac{e_\lambda'}{a_\lambda}$ en appelant a_λ le pouvoir émissif pour la longueur d'onde mesurée, et e_λ' , le pouvoir émissif à la température atteinte par la lame bolométrique. Il peut déplacer la longueur d'onde du maximum.

Les résultats sont encore plus complexes et difficiles à analyser quand il s'agit d'un flux composé comme celui reçu par les actinomètres, si leur récepteur n'est pas intégral ; ils dépendent d'ailleurs en grande partie de la manière dont ces appareils dissipent l'énergie qu'ils reçoivent.

On peut également conclure de cette expérience qu'il est impos-

(1) On ne peut invoquer les phénomènes de convection pour expliquer ces curieux résultats qui, pour un même appareil, changent de sens avec la nature de la surface absorbante.

sible actuellement, dans notre ignorance des pouvoirs absorbant et émissif des planètes, de calculer leur température d'équilibre sous l'action du rayonnement solaire.

L'erreur commise en admettant pour ces corps un pouvoir absorbant pour $0^{\circ},54$ égal au pouvoir émissif à la température inconnue qu'ils acquièrent peut être énorme, comme l'indique l'expérience de la pile plissée, où la lame plane prend sous l'action du rayonnement solaire une élévation de température *double* de celle acquise par la lame plissée.

La différence serait probablement plus grande encore, si la pile était placée, comme les planètes, dans une enceinte dont la température est voisine de 200° absolus.

III

LA LOI DE STEFAN ET LA CONSTANTE SOLAIRE.

Lorsque la loi du rayonnement total fut bien établie, les astronomes l'appliquèrent au calcul de la température apparente du Soleil, et à celle des planètes.

La température apparente du Soleil est celle que devrait avoir un radiateur intégral, vu de la Terre sous le même angle apparent que le Soleil, et produisant les mêmes effets calorifiques que cet astre.

En employant les constantes élevées admises alors et qui atteignaient 4 petites calories par centimètre carré et par minute, on arrivait à des températures de l'ordre de $7\ 000^{\circ}$.

La température obtenue en employant la valeur 2,4 admise aujourd'hui pour la constante solaire, et 6,3 comme coefficient rectifié de Kurlbaum, semble encore excessive.

$$T^4 = \frac{2,4}{6,3 \times 10^{-12} \times \tan^2 \frac{\varphi}{2}} \times \frac{4,15}{60} = 1\ 220 \times 10^{12}$$

d'où :

$$T = 5\ 920^{\circ}.$$

Cette température porterait en effet le maximum de l'énergie

dans le spectre solaire à $0^{\circ},496$, région bleue du spectre, en admettant le coefficient numérique de la loi du déplacement

$$\lambda_m \theta = 2940.$$

Les considérations qui précèdent montrent même que la valeur admise par Langley pour λ_m doit être reculée un peu vers le rouge, puisque le bolomètre employé par ce savant était sélectif et présentait une absorption trop faible pour les grandes longueurs d'onde. Langley avait trouvé pour λ_m la valeur $0^{\circ},54$.

La mesure directe de la température du Soleil a été faite la première fois par Wilson d'une manière correcte ; ce savant équilibrait, au moyen d'un radio-micromètre, la radiation solaire par celle d'un four agissant comme radiateur intégral, et dont on connaissait la température absolue.

Il trouva ainsi directement 5300° environ ; en appliquant à cette mesure une correction de $290/0$, Wilson arrive à une température de 5773° .

Plus récemment, M. Millochau, à la suite de plus de 750 pointés effectués entre Chamonix et le sommet du mont Blanc, et à diverses distances zénithales au sommet, a été amené à un coefficient de transmission zénithal de $0,91$ à l'altitude de 4800 mètres ; ces dernières mesures conduisent à 5360° comme température apparente moyenne et à 5550° au centre de l'astre.

Le télescope pyrhéliométrique dont s'est servi Millochau et que j'avais combiné pour ces mesures consiste en principe en un élément thermo-électrique dont la soudure n'a que $0^{\text{mm}},5$ de diamètre et qui est placée au foyer d'un miroir concave en verre argenté de 1 mètre de foyer. Ce petit couple donne donc la température apparente de la région de l'image solaire qu'il reçoit. Une intégration simple permet de calculer la température moyenne que devrait avoir une surface uniforme à rayonnement noir intégral pour produire le même effet que le Soleil.

Ce télescope ne diffère que par ses dimensions des pyromètres industriels qui suivent rigoureusement la loi en T^4 aux températures élevées (1). Il donnait du Soleil une image ayant près de 1 centimètre de diamètre.

(1) Plus de 700 de ces appareils fonctionnent actuellement dans l'industrie après avoir été étalonnés au Conservatoire des Arts et Métiers à Teddington, au Bureau of Standards et à Charlottenburg.

A la suite des deux ascensions de M. Millochau pendant les étés de 1906 et 1907, l'appareil qui lui avait servi fut réétalonné au National physical Laboratory de Teddington. La constante déterminée sur un four à 1 600° absolus conduisit à la valeur très acceptable de 3 616° pour l'arc électrique.

Pointé sur le Soleil à Teddington par le D^r Harker, par un jour beau et très sec, une série de huit mesures très concordantes conduisit comme température au centre du Soleil à 5 153°.

Le coefficient de transmission zénithal pour cette altitude, très voisine du niveau de la mer, serait donc de :

$$\left(\frac{5\ 153}{5\ 550}\right)^4 = 0,74.$$

Le coefficient de transmission 0,91 employé par Millochau au sommet du mont Blanc est très acceptable, et la température moyenne qu'il a trouvée semble ne devoir guère s'écarter de la réalité.

Elle conduit en effet à

$$\frac{2\ 940}{5\ 360} = 0,545$$

en lui appliquant la loi du déplacement de Wien.

On peut donc, en admettant cette valeur, faire un calcul inverse et en obtenir la valeur probable de la constante solaire :

$$A_w = 6,3 \times \frac{1}{5\ 360^4} \times \tan^2 \frac{\theta}{2} = 0^{\text{watt}}, 1125$$

ou, en petites calories-minute :

$$\frac{0,1125 \times 60}{4,15} = 1,63.$$

Ces considérations montrent que la constante solaire est vraisemblablement trop élevée, résultat qui est dû sans doute à une correction exagérée de l'absorption atmosphérique. Il peut tenir aussi en partie au fait que les actinomètres actuels sont recouverts de substances à absorption sélective.

Il sera très important de faire une mesure simultanée de T_m et A avec un télescope pyrhéliométrique et avec un actinomètre à récepteur intégral, afin de faire disparaître les divergences que je viens de signaler.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON;

Série A, t. LXXX; 1908.

T. TURNER et D.-M. LEVY. — The annealing of copper : with special reference to dilatation (Le recuit du cuivre en rapport avec sa dilatation). — P. 1-12.

Les auteurs ont employé un extensomètre spécial, en connexion avec un pyromètre de Le Châtelier, pour tracer les variations de longueur des barreaux métalliques pendant le recuit; ils ont ainsi obtenu des courbes continues reliant la dilatation à la température. Le cuivre recuit a donné une ligne parfaitement droite, de même d'ailleurs que le cuivre étiré et le fer forgé. Il semble donc que la transformation de l'état dur du cuivre travaillé à l'état doux n'est accompagnée d'aucune variation de longueur. Comme les changements allotropiques d'un élément sont accompagnés de changements de volume marqués, on doit conclure que les variations causées par le travail mécanique ou par le recuit des métaux ne produisent qu'un réarrangement interne des molécules métalliques.

W.-E. AYRTON, T. MATHER et F.-E. SMITH. — A new current weigher, and a determination of the electromotive force of the normal Weston cadmium cell (Un nouvel électrodynamomètre; détermination de la force électromotrice de l'étalon normal au cadmium de Weston). — P. 12-18.

Les auteurs décrivent un nouvel électrodynamomètre-balance permettant de déterminer un ampère avec une exactitude comparable à celle qui a été obtenue dans la détermination absolue de l'ohm par l'appareil de Lorenz. Ils ont appliqué cet appareil à la détermination de la force électromotrice de l'étalon Weston au cadmium.

Ils ont trouvé, pour cette force électromotrice,

$$1^{\text{volt}}, 01830_5 \text{ à } 17^{\circ} \text{C.}$$

On en déduit que la force électromotrice de l'étalon Latimer Clark est :

$$1^{\text{volt}}, 432_3 \text{ à } 15^{\circ}.$$

C.-V. DRYSDALE. — On luminous efficiency and the mechanical equivalent of light (Sur le rendement lumineux et l'équivalent mécanique de la lumière. — P. 19-25.

La méthode employée consiste à faire tomber un faisceau lumineux

simultanément sur un radiomètre et sur un photomètre et à comparer les indications du photomètre avec celles que donne une source connue de radiation (lampe à incandescence, placée à une distance donnée).

Le résultat obtenu a été de 0,419 watt par bougie pour la lumière blanche du filament Nernst; il concorde avec la valeur trouvée par Angström pour la lampe Hefner (0,421 watt par bougie).

De cette détermination et de plusieurs autres, on peut conclure qu'une source idéale de lumière blanche devrait donner environ 10 bougies par watt et une source monochromatique jaune verdâtre, environ 17 bougies par watt.

P.-O. PEDERSEN. — On the surface tension of liquids investigated by the method of jet vibration (Sur la tension superficielle des liquides évaluée par la méthode de la vibration du jet). — P. 26-27.

D'après la théorie de lord Rayleigh (¹), la mesure de la longueur des ondes stationnaires, de la vitesse et de la section du jet, en même temps que celle de la densité du liquide employé, donne les constantes nécessaires au calcul de la tension superficielle de ce liquide.

La difficulté de cette méthode consiste dans la détermination exacte de la longueur d'onde et de la section ou vitesse du jet.

L'auteur indique les moyens qu'il a employés pour déterminer exactement ces quantités.

Les résultats qu'il obtient sont très concordants. Voici quelques-uns des nombres obtenus :

	Tension superficielle à 15° C.
Eau.....	74,30 $\frac{\text{dynes}}{\text{cent.}}$
Toluol.....	28,76 —
Aniline.....	43,00 —

T.-H. HAVELOCK. — The dispersion of double refraction in relation to crystal structure (La dispersion de double réfraction en relation avec la structure cristalline). — P. 28-44.

L'auteur se demande jusqu'à quel point il est possible de considérer la double réfraction produite dans les cristaux naturels ou

(¹) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. XXIX, p. 71, 1879, et *J. de Phys.*, 1^{re} série, t. VIII, p. 383, 1879.

artificiels comme due simplement à une distribution allotropique de particules similaires. La théorie ordinaire de la double réfraction la fait dépendre de la molécule individuelle. L'auteur cherche à l'expliquer par un réarrangement des molécules dans l'espace et développe la théorie des propriétés optiques d'un assemblage homogène de particules isotropes. Si le milieu se comporte comme un cristal uniaxe, la double réfraction, égale à la différence des deux indices principaux, est proportionnelle à $\frac{(n_0^2 - 1)^2}{n_0}$, n_0 étant l'indice de réfraction d'un milieu composé des mêmes particules, avec la même densité, mais arrangées dans l'ordre cubique simple. Si l'on connaît la dispersion de l'indice moyen n_0 , on en tire une loi de la dispersion de la double réfraction. Les résultats obtenus pour la dispersion de la double réfraction produite dans le sulfure de carbone par un champ électrique concordent avec ceux qu'on déduit de la formule.

L'auteur étudie ensuite la double réfraction dans les cristaux naturels et donne une explication de la dispersion anormale.

F.-W. ASTON. — Experiments on a new cathode dark space in helium and hydrogen (Expériences sur un nouvel espace sombre cathodique dans l'hélium et l'hydrogène). — P. 43-49.

Le nouvel espace sombre cathodique découvert par l'auteur dans l'hélium et l'hydrogène est situé à l'intérieur de l'espace sombre de Crookes. La longueur, qui varie de 0,2 à 1 millimètre, est presque indépendante de la pression, mais varie en raison inverse de la racine carrée de la densité de courant.

La chute de potentiel à travers le nouvel espace sombre est constante pour le même gaz; elle est de 30 volts pour l'hélium, de 15 volts pour l'hydrogène.

L'auteur montre que ce nouvel espace sombre doit être considéré comme la distance que parcourent les électrons pour atteindre l'énergie suffisante pour ioniser le gaz par collision avec ses molécules.

R.-J. STRUTT. — Note on the association of helium and thorium in minerals (Note sur l'association de l'hélium et du thorium dans les minéraux). — P. 56-57.

L'auteur a étudié un minéral trouvé à Ivitgut (Groenland) et qui dégage une forte quantité d'hélium. Ce minéral ne contient que la

faible trace de radium qui se trouve dans toutes les roches et les minéraux, tandis qu'il renferme une forte proportion d'émanation du thorium. Ce fait vient à l'appui de l'hypothèse de l'auteur, d'après laquelle l'hélium serait un produit de la radioactivité du thorium et non du radium.

H.-L. CALLENDAR et W.-E. DALBY. — On the measurement of temperatures in the cylinder of a gas engine (Sur la mesure des températures dans le cylindre des moteurs à gaz). — P. 57-74.

La difficulté des mesures directes provient du fait que, pendant le cycle des opérations dans le cylindre, la température s'élève au-dessus du point de fusion du platine. En outre, la température variant très rapidement, l'appareil de mesure doit avoir une masse très faible.

Les auteurs emploient un thermomètre de platine protégé contre la haute température par une soupape qui permet de l'exposer pendant une partie du cycle et de l'abriter complètement quand la soupape est fermée. Cette soupape est logée elle-même dans la tige de la soupape d'admission. Comme toute la charge d'air et de gaz s'écoule dans le cylindre autour de la tige de la soupape d'admission, la température de la soupape et celle de thermomètre qu'elle renferme sont en relation intime. Des expériences préliminaires ont permis de déterminer l'écart de température entre le thermomètre de platine et le mélange gazeux, ainsi que l'influence de la soupape.

Il résulte des essais des auteurs qu'à pleine charge et lorsque le mélange est riche, la température est comprise entre 2000 et 2500°.

F.-E. SMITH. — On the normal Weston cadmium cell
(Sur l'étalon normal au cadmium de Weston). — P. 75-76.

On a fait remarquer que le dépolarisant peut produire, dans la force électromotrice, des variations atteignant 0°,002. L'auteur a d'abord cherché un mode de fabrication du sulfate mercurieux susceptible de donner un produit constant. Il a préparé ce sel : 1° par électrolyse ; 2° par précipitation chimique ; 3° par recristallisation dans l'acide sulfurique fort ; 4° par l'action de l'acide sulfurique fumant sur le mercure. Avec le premier produit la force électromotrice moyenne est 1°,01828, avec le second 1°,01830, avec le troisième 1°,01832 et avec le quatrième 0°,01831.

Il a recherché l'influence de la dimension des cristaux du dépolarisant, influence signalée par H. von Steinwehr. Il n'a pas trouvé de différence sensible pour des cristaux dont la longueur varie de 5 à 30 microns.

En mettant la pile en court-circuit pendant un temps variant de une minute à cinq jours, il a constaté qu'elle reprend rapidement sa force électromotrice.

Entre 10° et 30° C., la force électromotrice est donnée par la formule

$$E_t = E_{17} - 3,45 \times 10^{-5}(t - 17) - 0,066 \times 10^{-5}(t - 17)^2.$$

F.-E. SMITH et T. MATHER. — On a comparison of many forms of silver voltmeters, and a determination of the electrochemical equivalent of silver (Sur la comparaison de plusieurs formes de voltmètres à argent et la détermination de l'équivalent électrochimique de l'argent). — P. 77-78.

Les expériences ont été faites avec de très grands voltmètres contenant de 300 à 400 centimètres cubes d'électrolyte. Avec un voltmètre Rayleigh contenant une solution d'azotate d'argent pur, la moyenne de 52 déterminations de l'équivalent électrochimique de l'argent a été de 1^{mg},11827 par coulomb, le courant étant mesuré par l'ampèremètre balance de l'Association britannique.

Avec un voltmètre Richards, ils ont obtenu 1^{mg},11828.

Pour d'autres formes de voltmètres, la valeur résultante a été de 1^{mg},11827.

Pour des dépôts effectués lorsque le voltmètre était soumis à une pression gazeuse de 2^{cm},4 de mercure, la valeur obtenue était la même que sous la pression atmosphérique.

Le coefficient de température est du reste nul ou ne dépasse pas un millionième de degré. Les intensités des courants employés ont varié de 0^{amp},5 à 8 ampères.

F.-E. SMITH et T.-M. LOWRY. — The chemistry of the silver voltmeter (La chimie du voltmètre à argent). — P. 78-79.

Avant d'assigner une valeur définie à l'équivalent électrochimique de l'argent, il était nécessaire de démontrer qu'on peut obtenir des solutions d'azotate d'argent donnant une valeur constante. Les auteurs ont préparé le sel en partant de l'argent électrolytique, de

l'azotate d'argent très épuisé et d'échantillons commerciaux du sel. Les auteurs ont vérifié un certain nombre d'observations antérieures sur l'effet de l'électrolyse répétée d'une solution. Si la solution contient de l'oxyde, du carbonate, du chlorure, du nitrite ou de l'hypoazotite, on obtient des valeurs élevées pour l'équivalent électrochimique de l'argent. On obtient des valeurs plus faibles si la solution est acide. La solution telle que l'ont employée MM. Smith et Mather dans les recherches signalées plus haut donne des valeurs normales.

Le chlorate et le perchlorate d'argent donnent également des dépôts normaux, mais leur emploi est moins commode et ne présente aucun avantage.

A. SCHUSTER. — The diurnal variation of terrestrial magnetism
(La variation diurne du magnétisme terrestre). — P. 80-82.

L'auteur a montré antérieurement (1) que la variation diurne du magnétisme terrestre a son origine extérieurement à la surface de la Terre. Il arrive à cette conclusion qu'on doit admettre la présence d'un agent ionisant puissant dans les couches supérieures de l'atmosphère.

J.-W. MALLET. — Results of the interaction of mercury with alloys of other metals
(Résultats de l'action du mercure sur les alliages d'autres métaux. — P. 83-87.

Trois alliages ont été étudiés : étain-platine, argent-platine et cuivre-étain, correspondant approximativement aux compositions $PtSn^3$, $PtAg^1$ et $SnCu^1$.

Ils ont été agités à l'état très divisé avec du mercure pur en grand excès.

Dans le premier alliage, l'étain a été complètement protégé de l'amalgamation par le platine, et aucun des deux métaux ne s'est dissous dans le mercure. Avec le second alliage, la présence de l'argent a amené l'amalgamation du platine qui, seul, n'aurait pas été attaqué d'une façon aussi prononcée ; les deux métaux se sont dissous dans le mercure, le platine toutefois en proportion moindre que celle où il était présent dans l'alliage.

Enfin, avec le troisième alliage, des traces seulement de cuivre et

(1) *Philos. Trans.*, A, t. CLXXX, p. 467; 1889.

d'étain ont été dissoutes dans le mercure, bien que chaque constituant isolé soit facilement soluble. Il s'est formé un amalgame solide.

Ces expériences préliminaires montrent que les réactions du mercure avec les alliages ne sont pas les mêmes qu'avec les constituants séparés.

F.-D. CHATAWAY. — A method of depositing copper upon glass from aqueous solutions in a thin brilliantly reflecting film, and thus producing a copper mirror (*Méthode pour déposer le cuivre sur le verre, en partant de solutions aqueuses, sous forme d'une mince pellicule à réflexion brillante et pour obtenir un miroir de cuivre*). — P. 88-92.

L'auteur a remplacé, dans la fabrication des miroirs, l'argent par le cuivre en précipitant ce dernier par un réducteur comme la phénylhydrazine. A un mélange d'une partie de phénylhydrazine fraîchement distillée et de deux parties d'eau, on ajoute environ la moitié de son volume d'une solution saturée et chaude d'hydrate de cuivre dans l'ammoniaque concentrée. L'hydrate cuivrique est réduit à l'état d'hydrate cuivreux qui reste en solution. On ajoute une solution chaude de potasse à 10 0/0 et on chauffe avec précaution au contact d'une surface de verre parfaitement propre. Le cuivre s'y dépose sous forme d'une couche mince réfléchissante, parfaitement adhérente. Les miroirs obtenus sont très beaux. Le verre soufflé se recouvre mieux que le verre poli.

F. SODDY et T.-D. MACKENSIE. — The electric discharge in monoatomic gases (*La décharge électrique dans les gaz monoatomiques*). — P. 92-109.

L'hélium et l'argon, purifiés des traces de gaz étrangers par le calcium volatilisé, sont peu aptes à conduire la décharge électrique, et la question s'est posée de savoir si les gaz monoatomiques, chimiquement purs, ne sont pas des isolants.

Après une série de recherches très approfondies, les auteurs concluent que les gaz monoatomiques conduisent de la même façon que les gaz ordinaires, mais sont relativement inertes aussi bien au point de vue électrique qu'au point de vue chimique. Autrement dit, les différents stades de la décharge, depuis le vide qui produit les rayons X jusqu'à la décharge en ruban en présence de grandes quantités de gaz, se produisent, dans le cas de l'hélium par exemple, à

des pressions égales à cinq ou dix fois celles qui sont nécessaires pour produire le même stade dans un gaz comme l'hydrogène ou l'azote.

Les tubes remplis de gaz monoatomique subissent un affaiblissement sous l'influence de la décharge. Cet effet est dû à l'absorption du gaz par la pellicule d'aluminium volatilisée provenant des électrodes. Les électrodes d'aluminium ayant fonctionné dans les gaz rares peuvent absorber l'hélium, l'argon et le néon et les dégager ensuite lors de nouvelles expériences.

Les auteurs ont également constaté l'effet Campbell Swinton ⁽¹⁾ dans les tubes.

A. MALLOCK. — Note on the sensibility of the ear to the direction of explosive sounds (Note sur la sensibilité de l'oreille à la direction des sons explosifs). — P. 110-112.

L'auteur a remarqué que, lorsqu'on se tient devant le canon d'un fusil, non loin de la ligne de tir, le son perçu pendant le tir semble provenir, non du fusil, mais d'un point placé en avant. Il en conclut que le son perçu n'est pas celui de l'explosion même, mais qu'il est causé par la surface d'onde engendrée dans l'air par le projectile se mouvant à une vitesse supérieure à celle du son. Si cela est exact, la direction apparente du son sera la normale à la surface d'onde engendrée aux divers points de la trajectoire et, si la direction de cette normale est connue, la vitesse du projectile au point correspondant pourra être calculée. Inversement, si cette vitesse est connue, on pourra, par comparaison, déterminer la sensibilité de l'oreille à la direction du son.

L'auteur a fait de nombreuses expériences qui lui ont montré que l'oreille estime très exactement la direction des sons constitués par deux ondes ; l'erreur ne dépasse pas quelques degrés.

J.-H. GRINDLEY et A.-H. GIBSON. — On the frictional resistances to the flow of air through a pipe (Sur la résistance de frottement dans l'écoulement de l'air à travers un tube). — P. 114-139.

Voici les principaux résultats :

1° Le coefficient de viscosité μ de l'air sec à 0° C. est 0,0001702 en unités C. G. S. ;

⁽¹⁾ *Proceed. of the Roy. Soc.*, A, t. LXXIX, p. 134, 1907, et *J. de Phys.*, ce volume, p. 157.

2° Entre 0° et 100° C. la variation de μ avec la température peut être représentée par une équation de la forme

$$\mu = \frac{KT^{\frac{1}{2}}}{1 + CT^{-1}}$$

dans laquelle K et C sont des constantes et T la température absolue ;

3° Les auteurs ont vérifié de nouveau que μ ne dépend pas de la densité de l'air ;

4° Ils ont déterminé la vitesse critique pour un petit tube de plomb (d'environ 1/8 de pouce de diamètre) ;

5° Dans le mouvement turbulent de l'air à travers un tube, la résistance est indépendante de la pression de l'air dans le tube, et elle est proportionnelle à la puissance n° de la vitesse, n étant égal à 1,25 pour ce tube ;

6° Enfin les auteurs ont déterminé la loi de variation de cette résistance avec la température.

C.-H. LEES. — The effects of temperature and pressure on the thermal conductivities of solids. Part II: The effect of low temperatures on the thermal conductivities of pure metals and alloys (Effets de la température et de la pression sur les conductibilités thermiques des solides. 2^e partie : Effet des basses températures sur les conductibilités thermiques des métaux purs et des alliages) — P. 143-145.

La méthode employée est une modification de celle de Wiedemann et Franz.

L'appareil était placé dans un récipient de Dewar, qui pouvait être rempli d'air liquide.

Voici les résultats obtenus :

Substance	à - 160° C.	à - 80° C.	à 0°	à + 18° C.
Cuivre.....	1,075	0,960	0,924	0,916
Argent.....	0,998	1,006	0,981	0,974
Zinc.....	0,278	0,269	0,269	0,268
Cadmium.....	0,239	0,228	0,219	0,217
Aluminium.....	0,514	0,498	0,502	0,504
Etain.....	0,192	0,173	0,160	0,157
Plomb.....	0,092	0,085	0,084	0,083
Fer.....	0,152	0,150	0,147	0,147
Nickel.....	0,129	0,136	0,140	0,140
Acier.....	0,113	0,115	0,116	0,115
Laiton.....	0,181	0,223	0,254	0,260
Maillechort.....	0,043	0,049	0,056	0,059
Manganine.....	0,035	0,040	0,050	0,052

D'une façon générale, les conductibilités thermiques des métaux les plus purs diminuent lorsque la température s'élève de -160° à $+18^{\circ}$; celles des alliages étudiés augmentent, au contraire, dans le même intervalle.

W. DE ABNEY. — The action of ozone on water-colour pigments
(Action de l'ozone sur les pigments des couleurs à l'eau). — P. 146-150.

A l'état humide, l'ozone n'a aucun effet sur les couleurs qui ne sont pas affectées par la lumière, à l'exception du vert émeraude. En outre, l'ozone n'a pas d'effet sur le bleu de Prusse, le bleu d'Anvers, le vermillon et l'auréoline, qui sont détruits par la lumière.

Par contre, l'ozone sec n'a aucune influence sur les couleurs également sèches.

W.-N. HARTLEY. — The absorption spectra of the vapours of benzene and its homologues at different temperatures and pressures, and likewise of solutions of benzene (Spectres d'absorption des vapeurs de benzène et de ses homologues, ainsi que des solutions de benzène à différentes températures et pressions). — P. 162-163.

Les bandes d'absorption dans le benzène à 100° sont presque les mêmes qu'à basse température, avec cette différence cependant qu'à basse température quelques-unes des bandes les moins réfrangibles sont faibles et moins bien définies.

Le benzène a, à 100° , la même masse moléculaire qu'à 25° ou à $12^{\circ},7$. Les variations dans le spectre du benzène à différentes températures et pressions s'expliquent par le fait qu'il y a deux sortes d'absorptions : une absorption *générale*, qui s'élargit et s'étend vers les rayons les moins réfrangibles par élévation de température, et une absorption *sélective*, qui comprend les bandes individuelles et groupes de bandes étroits ; ces derniers ne sont pas élargis et déplacés par élévation de température.

L'absorption générale est due aux rencontres des molécules, l'absorption sélective aux vibrations des atomes ou complexes d'atomes dans la molécule.

L'auteur établit une distinction entre les spectres d'absorption des vapeurs et des solutions.

CH.-A. PARSONS et AL.-A.-C. SWINTON. — The conversion of diamond into coke in high vacuum by cathode rays (Conversion du diamant en coke dans les vides élevés par les rayons cathodiques). — P. 184-185.

L'appareil employé est un tube de Crookes, avec deux électrodes concaves en aluminium qui, alimentées par un courant alternatif à haute tension, fonctionnent alternativement comme cathode et comme anode. Les rayons cathodiques sont concentrés sur le diamant supporté par une plaque d'iridium. En augmentant la tension du courant, le diamant devient rouge, rouge blanc, puis blanc ; avec 11 200 volts et 48 milliampères, une rapide désagrégation du diamant se produit, avec une forte augmentation de volume. Le résidu a l'apparence et la consistance du coke. La température atteinte, mesurée au pyromètre optique de Féry, est de 1 890° C.

J.-A. CROWTHER. — On the scattering of the β rays from uranium by matter (Sur la dispersion des rayons β de l'uranium par la matière). — P. 186-206.

Les résultats de cette recherche peuvent être brièvement résumés de la manière suivante :

1° Un faisceau parallèle de rayons β est dispersé par son passage à travers la matière, la dispersion étant pratiquement complète quand les rayons ont traversé une épaisseur de matière qui varie depuis 0^{cm},015 pour l'aluminium à 0^{cm},0002 pour l'or ;

2° La dispersion, après correction de la perte d'énergie due à l'absorption des rayons, peut être représentée par une équation de la forme

$$I = I_0 e^{-\sigma d}$$

dans laquelle d est l'épaisseur de matière traversée par les rayons, σ le coefficient de dispersion pour les rayons, I_0 l'intensité initiale d'un faisceau parallèle étroit de rayons β traversant une faible section transversale du faisceau et I l'intensité qui passe à travers la même section transversale, quand une épaisseur d de matière est placée sur le trajet du faisceau, à une distance considérable de cette section fixe ;

3° Le rapport du coefficient de dispersion σ au coefficient d'absorption λ est approximativement constant pour toutes les substances

782 PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON
 étudiées, sa valeur moyenne étant 13 environ. La valeur du rapport $\frac{\sigma}{\rho}$, ρ désignant la densité montre des variations analogues à celles de $\frac{\lambda}{\rho}$.

J.-S. TOWNSEND. — The charges on positive and negative ions in gases
 (Les charges des ions positifs et négatifs dans les gaz). — P. 207-211.

L'appareil employé est formé de trois plaques horizontales. Les deux plaques inférieures sont percées de deux ouvertures circulaires superposées, fermées l'une par une fine toile métallique, l'autre par un disque isolé. La plaque qui porte la toile métallique est maintenue à un potentiel V , la plaque supérieure est maintenue à un potentiel $V' > V$.

La plaque qui porte le disque isolé et le disque lui-même sont reliés alternativement à un électromètre sensible. Les ions sont engendrés, entre la plaque supérieure et celle qui porte la toile métallique, par des rayons X. Des ions positifs ou négatifs traversent la toile métallique suivant que le potentiel du disque supérieur est positif ou négatif et arrivent au disque isolé.

L'auteur déduit de ses mesures que la charge des ions positifs est exactement double de celle des ions négatifs.

Quand une molécule d'air est ionisée par les rayons Röntgen, un ion positif et deux ions négatifs sont produits, la charge du premier étant le double de celle de chacun des deux derniers.

L'auteur déduit encore que la valeur du produit $N\epsilon$ du nombre des molécules dans 1 centimètre cube de gaz par la charge d'un ion est égale à $2,41 \times 10^{10}$ pour les ions positifs et $1,23 \times 10^{10}$ pour les ions négatifs.

F.-J. JERVIS-SMITH. — On the generation of a luminous glow in an exhausted receiver moving near an electrostatic field, and the action of a magnetic field on the glow so produced (Sur la formation d'une lueur dans un tube vide se mouvant près d'un champ électrostatique, et l'action d'un champ magnétique sur la lueur ainsi produite). — P. 212-217.

L'auteur a constaté que, lorsqu'une ampoule en verre dans laquelle on a fait le vide est mise en rotation dans un champ électrostatique, une lueur apparaît, dont l'intensité varie avec la vitesse de rotation,

tandis que la position de la lueur maximum change avec la direction de la rotation.

Le champ magnétique agit sur cette lueur, en la déviant dans une direction qui dépend de la rotation de l'ampoule, de la charge de l'inducteur et de la position du pôle magnétique.

E.-E. BROOKS. — The spectrum of magnesium and of so-called magnesium hydride, as obtained by spark discharges under reduced pressure (Le spectre du magnésium et du prétendu hydrure de magnésium obtenu par la décharge d'étincelles sous pression réduite). — P. 218-228.

L'auteur a reconnu que la présence d'hydrogène sec n'est pas suffisante pour amener l'apparition des cannelures attribuées à l'hydrure ; ce spectre ne peut être vu qu'en présence d'une trace de vapeur d'eau ou d'oxyde. Ce ne serait donc pas un spectre d'hydrure, mais plutôt le spectre du métal dans un état naissant particulier.

J.-DEWAR et H.-O. JONES. — Notes on the application of low temperatures to some chemical problems : (1) Use of charcoal in vapour density determination ; (2) Rotatory power of organic substances (Notes sur l'application des basses températures à quelques problèmes chimiques : 1° Emploi du charbon de bois à la détermination des densités de vapeur ; 2° Pouvoir rotatoire des substances organiques). — P. 229-238.

La vapeur du gaz dont on veut déterminer la densité occupe un volume défini à 0° sous une pression mesurée ; elle est ensuite absorbée dans un petit récipient rempli de charbon de bois refroidi dans l'air liquide et pesé avant et après l'opération. De l'augmentation de poids du charbon et du volume du gaz, on déduit la densité.

Les auteurs ont déterminé le pouvoir rotatoire de substances organiques en solution dans l'alcool ou l'éther de pétrole et refroidies par l'air liquide jusqu'à — 120° C. Lorsque la température s'abaisse, le pouvoir rotatoire de la nicotine en solution dans l'alcool diminue ; au contraire, celui de l'essence d'oranges amères augmente.

M^{re} H. AYRTON. — On the non-periodic or residual motion of water moving in stationary waves (Sur le mouvement non périodique ou résiduel de l'eau se mouvant en ondes stationnaires). — P. 252-260.

Ce mouvement résiduel prend la forme de deux séries principales

de vortex dans chaque demi-onde stationnaire : les vortex extérieurs s'étendent du ventre jusqu'au nœud au sommet et au fond, mais embrassent les vortex intérieurs au milieu ; la paire intérieure, entièrement entourée par la paire extérieure, possède sa partie la plus large à un ventre et se termine en pointes près du fond, entre ce ventre et les nœuds correspondants. La longueur et la hauteur de la paire intérieure de vortex dépendent de la profondeur de l'eau, la longueur diminuant régulièrement lorsque la profondeur de l'eau augmente, et la hauteur augmentant jusqu'à ce que la profondeur de l'eau soit d'environ un huitième de la longueur d'onde, puis diminuant quand la profondeur augmente jusqu'à la moitié de la longueur d'onde, pour se réduire pratiquement à zéro.

La paire extérieure de vortex, entourant complètement la paire intérieure, croît naturellement quand celle-ci diminue jusqu'à ce qu'enfin, quand la profondeur de l'eau est la moitié d'une longueur d'onde et que les vortex intérieurs cessent d'exister, la longueur entière de la demi-onde soit occupée par les deux vortex résiduels oblongs se mouvant d'un ventre à un nœud au-dessus et d'un nœud à un ventre au-dessous, le mouvement vertical étant dirigé vers le haut au ventre et vers le bas au nœud.

C.-S. MYERS et H.-A. WILSON. — On the perception of the direction of sound
(Sur la perception de la direction du son). — P. 260-266.

Les auteurs ont répété et complété les expériences de lord Rayleigh (1) et de More (2), qui ont montré que des différences de phase entre les vibrations arrivant aux deux oreilles peuvent permettre de déterminer la direction apparente du son. Ils expliquent ce phénomène en supposant que la différence de phase agit en produisant une différence entre les intensités du son à l'intérieur des oreilles ; une partie du son entrant par une oreille traverse la tête et atteint l'oreille interne opposée.

C.-E. FAWSITT. — On the determination of viscosity at high temperatures
(Sur la détermination de la viscosité aux températures élevées). — P. 290-298.

La méthode employée permet de mesurer la viscosité des liquides.

(1) *Philos. Magaz.*, février 1907.

(2) *Philos. Magaz.*, avril 1907.

qui ne sont pas très visqueux, et elle est spécialement propre à la détermination de la viscosité des métaux et des sels fondus jusqu'à 1 200° C. et même plus. Les déterminations sont beaucoup plus difficiles pour les métaux, par suite de l'impossibilité de prévenir une certaine oxydation superficielle.

La méthode est une modification de la méthode de Coulomb. Un disque horizontal, plongé dans le fluide, oscille autour d'un fil vertical attaché à son centre. La vitesse de diminution de l'amplitude des oscillations permet de déterminer la viscosité du fluide. Avec cet appareil, la détermination de la viscosité d'un liquide est exacte à 5 0/0 près de la valeur absolue, sauf pour les métaux fondus.

L'auteur a étudié jusqu'à présent la viscosité du mercure et de l'azotate de sodium aux températures élevées.

T.-E. THORPE. — On the atomic weight of radium
(Sur le poids atomique du radium). — P. 298-309.

L'auteur est parti du chlorure de radium, purifié par 9 400 cristallisations fractionnées, et il l'a transformé en chlorure d'argent. La moyenne des déterminations a donné pour poids atomique du radium 226,7, nombre très rapproché de celui qui a été trouvé récemment par M^{me} Curie (1).

W.-E. SUMPNER. — Alternate current measurement
(Mesure de courants alternatifs). — P. 310-352.

Après avoir donné les relations mathématiques entre quantités cycliques, l'auteur étudie l'action d'un champ magnétique cyclique sur un circuit mobile parcouru par un courant de même fréquence.

Il donne la théorie des instruments à aimant shunté et termine par quelques vérifications expérimentales des formules établies.

E.-P. PERMAN et R.-H. GREAVES. — The decomposition of ozone by heat
(Décomposition de l'ozone par la chaleur). — P. 353-369.

La vitesse de décomposition de l'ozone par la chaleur a été mesurée dans diverses conditions. Voici les résultats obtenus :

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 496; 1908.

1° Dans un vase de verre, la réaction est approximativement du second ordre ;

2° La relation entre la vitesse de décomposition et la température peut être exprimée par la formule

$$\log K = a + bt;$$

3° La vitesse de décomposition est fortement influencée par l'étendue de la surface avec laquelle l'ozone est en contact ;

4° La réaction est du premier ordre lorsque l'ozone est en contact avec une substance poreuse ou certains oxydes ;

5° Les surfaces métalliques ont peu d'influence sur la décomposition ;

6° La vapeur d'eau accélère la décomposition, et l'accélération est proportionnelle à la quantité présente ;

7° L'oxyde azotique accélère beaucoup la décomposition ;

8° La vitesse de décomposition est une fonction linéaire de la pression de l'oxygène.

On obtient un effet plus grand en diluant avec de l'azote qu'en réduisant simplement la pression de l'oxygène ;

9° A 100°, la réaction paraît légèrement réversible ;

10° Finalement, la décomposition semble avoir lieu principalement (sinon entièrement) sur les surfaces avec lesquelles l'ozone est en contact, et les mesures de la pression ne donnent aucune indication sur le nombre des molécules qui réagissent.

E. WILSON. — Effects of self-induction in an iron cylinder when traversed by alternating currents (Effets de self-induction dans un cylindre de fer traversé par des courants alternatifs). — P. 369-378.

Des courants alternatifs atteignant jusqu'à 2000 ampères, à des fréquences variant de 1/45 à 1/360, traversent un cylindre de fer de 10 pouces (25 centimètres) de diamètre; les changements d'induction magnétique à diverses profondeurs étaient déterminés au moyen de lectures faites avec trois galvanomètres amortis reliés à des bobines placées dans des trous pratiqués dans le cylindre.

Les résultats montrent que l'effet dû à la self-induction interne communément appelé « effet de peau » (*skin effect*) est d'autant plus grand que la perméabilité moyenne est plus grande. Le décalage de phase des courbes de force électromotrice compté depuis le

zéro de courant, diminue quand le courant augmente pour une fréquence donnée, et augmente quand la fréquence augmente pour un courant donné. Les résultats obtenus sont valables pour un cylindre dont la longueur vaut n fois le diamètre, si le courant varie comme n et la fréquence en raison inverse de n^2 .

H.-A. WILSON. — The effect of hydrogen on the discharge of negative electricity from hot platinum (Effet de l'hydrogène sur la décharge d'électricité négative provenant du platine chaud). — P. 379-382.

L'auteur émet l'hypothèse que l'effet de l'hydrogène sur la perte d'électricité négative du platine chaud est dû à la présence de l'hydrogène sur la couche superficielle du platine. Pour expliquer cet effet, il faut supposer que les atomes d'hydrogène de la couche sont chargés positivement, de sorte qu'ils diminuent la charge par unité de surface dans la double couche électrique couvrant la surface du platine. Tout d'abord l'hydrogène semble se dissoudre dans le platine ; mais, à de très hautes pressions, après un certain temps, il forme avec le platine une combinaison stable, ayant une très faible tension de dissociation. Avant que ce composé soit formé, la perte d'électricité négative est proportionnelle à une certaine puissance de la pression de l'hydrogène.

T. MATHER et F.-E. SMITH. — Comparison of the Board of Trade ampere-standard balance with the Ayrton-Jones current-weigher; with an appendix on the electromotive forces of standard cells (Comparaison de l'ampère-étalon du Board of Trade et du mesureur de courant de Ayrton-Jones; avec un appendice sur les forces électromotrices des piles étalons). — P. 383-389.

Cette comparaison a été faite à l'aide de piles au cadmium et de résistances employées comme étalons secondaires de courant.

On a trouvé, par deux méthodes différentes, que

1 ampère Ayrton-Jones = 1,00033 ampère du Board of Trade.

D'après ces expériences, l'ampère du Board of Trade dépose $1^{\text{mg}}, 1179$ d'argent en une seconde; il est donc égal à l'ampère international à moins de $1/100$ 0/0 près.

Ces expériences ont également permis de fixer les forces électromotrices des piles étalons en volts du Board of Trade. La force électromotrice de la pile normale au cadmium de Weston est de $1^{\text{v}}, 01868$

788 PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON
 du Board of Trade à 20°; celle de l'étalon Clark est de 1',433 à 15°.

W. BURTON. — The refractive index and dispersion of light in argon and helium
 (L'indice de réfraction et la dispersion de la lumière dans l'argon et l'hélium). —
 P. 390-405.

Voici les résultats obtenus avec, comme terme de comparaison,
 les valeurs données par Mascart pour l'hydrogène.

Indice de réfraction, réduit à 0° et à 76 centimètres de pression,
 pour la raie D₁ :

Argon.....	1,0002837
Hélium.....	1,00003500
Hydrogène.....	1,0001387

Pour la dispersion, donnée par l'équation

$$n - 1 = a \left(1 + \frac{b}{\lambda^2} \right)$$

les coefficients sont

	<i>a</i>	<i>b</i>
Argon.....	5,6 × 10 ⁻¹¹	0,0002792
Hélium.....	2,2 × 10 ⁻¹¹	0,00003478
Hydrogène.....	4,3 × 10 ⁻¹¹	0,0001376

Les valeurs de $\frac{a}{b}$ pour ces trois gaz sont approximativement dans
 les rapport 3 : 1 : 2.

C. CUTHBERTSON et E.-P. METCALFE. — On the refractive indices of gaseous
 nitric oxide, sulphur dioxide, and sulfur trioxide (Sur les indices de réfraction
 de l'oxyde azotique, de l'anhydride sulfureux et de l'anhydride sulfurique
 gazeux). — P. 406-410.

L'indice de réfraction de l'oxyde azotique, purifié par fractionnement
 aux basses températures, est égal à 1,0002939 pour la lumière
 du sodium; valeur inférieure de 1 0/0 à celle de Mascart.

L'indice de l'anhydride sulfureux a dû être déterminé de nouveau
 par suite des écarts entre les nombres déjà trouvés. La nouvelle
 valeur obtenue, 1,0006609, concorde avec celles de Ketteler⁽¹⁾ et
 Walker⁽²⁾ ramenées à 0° et 760 millimètres.

(1) KETTELER, *Theor. optik*, 1885, p. 459.

(2) *Philos. Trans.*, t. CCI, p. 435; 1903.

Enfin, l'indice de l'anhydride sulfurique est de 1,000737.

Les deux derniers indices sont très inférieurs aux valeurs additives.

C. CUTHBERSON et E.-P. METCALFE. — On the dispersion of gaseous mercury, sulphur, phosphorus and helium (Sur la dispersion du mercure, du soufre et du phosphore gazeux, ainsi que de l'hélium). — P. 411-419.

Suite d'un Mémoire publié antérieurement (1).

Voici les résultats obtenus :

Mercure.....	$\mu - 1 = 0,001755 \left(1 + \frac{2,265}{\lambda^2 \cdot 10^{10}} \right)$
Soufre.....	$\mu - 1 = 0,001046 \left(1 + \frac{2,125}{\lambda^2 \cdot 10^{10}} \right)$
Phosphore.....	$\mu - 1 = 0,001162 \left(1 + \frac{1,53}{\lambda^2 \cdot 10^{10}} \right)$
Hélium.....	$\mu - 1 = 0,0000347 \left(1 + \frac{2,4}{\lambda^2 \cdot 10^{14}} \right)$.

La dispersion du mercure est environ quatre fois celle de l'air. L'indice du soufre pour des ondes infinies est, à 2 0/0 près, quatre fois celui de l'oxygène. La dispersion est, sans autant de précision, quatre fois celle de l'oxygène.

L'indice du phosphore, pour les ondes infinies, est exactement quatre fois celui de l'azote.

L'indice de l'hélium est, à 1,60/0 près, le huitième de la meilleure valeur connue de l'indice de l'argon. Sa dispersion est environ les 3/7 de celle de l'air.

F.-T. TROUTON et A.-O. RANKINE. — On the electrical resistance of moving matter (Sur la résistance électrique de la matière en mouvement). — P. 420-435.

La question du mouvement relatif de la terre et de l'éther environnant est discutée depuis de nombreuses années. De temps à autre elle a été l'objet de recherches importantes, mais qui n'ont donné que des résultats négatifs. L'expérience décrite dans ce mémoire n'apporte aucune information nette sur la question. Les auteurs ont essayé de démontrer l'existence de la contraction Fitzgerald-Lorentz, qui est supposée devoir masquer l'effet des expériences directes de Michelson-Morley et de Trouton-Noble. Voici les conclusions du mémoire :

(1) *Philos. Trans.*, A., t. CCVII, p. 135; 1907.

1° La résistance électrique totale d'un fil n'est pas altérée de plus de 5×10^{-10} de sa valeur par un changement quelconque de sa position relative à son mouvement à travers l'espace;

2° Dans l'hypothèse que la contraction Fitzgerald-Lorentz a un effet réel, la résistance spécifique d'une substance dépend de la direction du courant; elle est plus grande pour un courant qui circule dans le sens du déplacement dans l'espace que pour un courant qui circule en sens contraire. Les expériences montrent que la grandeur de ce changement de résistance spécifique est certainement, à 20/0 près, suffisante pour compenser le changement de longueur.

A.-W. PORTER. — On the osmotic pressure of compressible solutions of any degree of concentration. Part II: Cases in which both solvent and solute are volatile (Sur la pression osmotique des solutions compressibles d'un degré de concentration quelconque. 2^e partie: Cas dans lesquels le dissolvant et le corps dissous sont tous deux volatils). — P. 457-465.

L'auteur a trouvé antérieurement⁽¹⁾ une relation entre les tensions de vapeur et la pression osmotique quand le corps dissous n'est pas volatil. Il envisage maintenant le cas plus général où le solvant et le corps dissous sont volatils et montre que, dans chaque cas, il est nécessaire de connaître seulement la pression partielle du solvant pur pour calculer les variations de pression de vapeur.

H.-L. CALLENDAR. — On vapour-pressure and osmotic pressure of strong solutions (Sur la pression de vapeur et la pression osmotique des solutions concentrées). — P. 466-500.

L'auteur développe une théorie des solutions fondée sur l'hypothèse qu'il existe une relation simple entre la tension de vapeur et la constitution moléculaire de la solution. Cette relation ne doit pas surprendre, étant donné que l'égalité de tension de vapeur est l'une des conditions les plus générales de l'équilibre en chimie physique. Les rapports de cette théorie avec les théories fondées sur la pression gazeuse, ou la théorie des hydrates, ou encore la pression capillaire sont tels qu'elle les comprend toutes comme aspects différents du même phénomène. Si par exemple on considère les changements de

⁽¹⁾ *Proceed. of the Roy. Soc., A.*, t. CXXIX, p. 519, et *J. de Phys.*, ce volume, p. 211.

pression capillaire dans leurs rapports avec la tension de vapeur, comme définis par la relation

$$UdP = vdp,$$

on arrive aux mêmes résultats par des approximations semblables. Mais cette méthode n'est pas aussi commode, car elle implique la détermination du volume U , qui est généralement inconnu et varie d'une manière incertaine, tandis que le volume v de la vapeur à basse pression peut être regardé comme obéissant très exactement aux lois des gaz.

J.-A. Mc CLELLAND. — Secondary β rays (Rayons β secondaires). — P. 501-515.

L'auteur a mesuré l'intensité de la radiation d'une plaque dans différentes directions, lorsque les rayons β primaires incidents ne sont pas normaux.

Les résultats montrent qu'une partie des rayons β secondaires suit approximativement les lois ordinaires de la réflexion; cette portion paraît être à peu près la même, au point de vue quantitatif, quelle que soit la substance de la plaque exposée à la radiation primaire; elle augmente avec l'incidence des rayons.

Quand la radiation secondaire est mesurée de telle façon qu'elle soit libérée des rayons réfléchis, elle dépend beaucoup plus étroitement du poids atomique de la substance réfléchissante que l'ensemble du rayonnement secondaire. L'auteur en conclut que les rayons réfléchis consistent en particules β incidentes qui n'ont pas pénétré suffisamment la plaque pour avoir provoqué un changement d'énergie dans un système atomique et en sont ressorties avec la même vitesse initiale. L'autre partie, qui constitue la véritable radiation secondaire, est émise par des atomes qui ont été troublés par l'entrée des rayons primaires.

W. CROOKES. — On scandium (Sur le scandium). — P. 516-518.

L'auteur étudie le scandium et un certain nombre de ses sels. Le poids atomique est 44, 1.

A. MÁLLOCK. — Note on the ascent of meteorological balloons and the temperature of the upper air (Note sur l'ascension des ballons météorologiques et la température des couches supérieures de l'air). — P. 530-534.

L'auteur examine au point de vue théorique jusqu'à quelle hauteur peuvent monter les ballons employés aux usages météorologiques et les variations de leur vitesse pendant l'ascension. Il conclut qu'on pourrait atteindre des hauteurs de 40 kilomètres, si les ballons étaient plus extensibles.

W. CROOKES. — On the use of iridium crucibles in chemical operations (Sur l'usage des creusets d'iridium dans les opérations chimiques). — P. 535-536.

Sir. W. Crookes appelle l'attention des chimistes sur les grands avantages de l'emploi de creusets d'iridium pur au lieu de platine. Ces creusets ne se déforment pas et ne sont pas altérés par le chauffage sur un bec Bunsen insuffisamment pourvu d'air. Ils ne présentent aucune perte de poids quand on y a fait bouillir de l'eau régale ou fondre de l'acide phosphorique, du plomb, du zinc, du nickel, de l'or ou du fer. La potasse caustique les attaque moins que les creusets de platine.

C.-T.-R. WILSON. — On the measurement of the atmospheric electric potential gradient and the Earth-air current (Sur la mesure du gradient de potentiel électrique de l'atmosphère et le courant de la Terre à l'air). — P. 537-547.

On mesure le facteur de dissipation d'un conducteur chargé relié au sol et exposé à l'air, c'est-à-dire le pourcentage de la charge qui est neutralisée par minute; ce facteur de dissipation est égal à celui du sol. On en déduit, au moyen d'un facteur de réduction, l'intensité de courant qui va de la Terre à l'air par centimètre carré du sol. Cette quantité est égale à $2,2 \times 10^{-16}$ ampères.

E. WILSON, V.-H. WINSON et G.-F. O'DELL. — On the hysteresis loss and other properties of iron alloys under very small magnetic forces (Sur la perte par hystérésis et autres propriétés des alliages de fer sous l'influence de forces magnétiques très petites). — P. 548-552.

La perméabilité de l'alliage appelé « Stalloy » est élevée pour des valeurs relativement faibles de l'induction magnétique, mais elle diminue rapidement lorsque l'induction augmente. La perte par hysté-

résis de cet alliage est un peu inférieure à celle du fer pur, tandis que celle de l'alliage appelé « lohys » est un peu plus élevée.

R.-J. STRUTT. — Helium and radio-activity in rare and common minerals (Hélium et radio-activité dans les minéraux rares et dans les minéraux communs). — P. 572-594.

Voici les conclusions de ce Mémoire :

1° L'hélium peut être décelé dans presque tous les minéraux de la croûte terrestre ;

2° La quantité d'hélium, dans la plupart des cas, peut être évaluée d'après les traces d'uranium et de radium contenues dans les minéraux. Voici quelques résultats en chiffres ronds :

Minéral	Hélium présent en millimètres cubes par kilogramme	Rapport de l'hélium à l'oxyde d'uranium
Samarskite	1.500.000	14
Hématite	700	9
Galène	2	17
Quartz	2	10

3° Lorsqu'on observe des rapports d'hélium plus élevés que les précédents, l'excès d'hélium peut toujours être rapproché de la présence de thorium, sauf dans un cas exceptionnel. Par conséquent les expériences n'apportent aucune preuve en faveur de l'hypothèse de la production d'hélium par la radioactivité d'éléments ordinaires ;

4° Le cas exceptionnel est celui du béryl qui contient de l'hélium en abondance sans avoir une radioactivité suffisante pour expliquer sa présence. Cet hélium ne peut être rapporté à aucun constituant connu du béryl ;

5° Les roches ignées et probablement les minéraux siliceux en général contiennent de faibles quantités d'argon. Dans d'autres minéraux, cette quantité est négligeable en comparaison de l'hélium présent. Il n'y a aucune preuve qu'elle augmente avec la quantité de matière radioactive.

R.-B. MOORE. — On the decay of the radium emanation when dissolved in water (Sur la diminution de l'émanation du radium dissoute dans l'eau). — P. 397-398.

L'émanation du radium dissoute dans l'eau diminue de moitié en une période qui est de 3,8 jours. On peut donc admettre que l'émanation dissoute diminue avec la même vitesse que dans l'air.

W. RAMSAY. — Percentage of the inactive gases in the atmosphere : a correction to previous calculations (Pourcentage des gaz inactifs dans l'atmosphère. Correction aux calculs antérieurs). — P. 599.

Dans le premier mémoire (1), il faut lire

Crypton = 0,028 pour cent
Xénon = 0,005 —

Dans le deuxième mémoire (2), il faut lire :

	Hélium en poids	dans l'air gazeux	= 0,000056	pour cent
	—	volume	—	= 0,00040 —
et	Néon en poids	dans l'air gazeux	= 0,00086	pour cent
	—	volume	—	= 0,00123 —

René PAILLOT.

REVUE DES TRAVAUX ITALIENS.

O. SCARPA. — Sull' azione della corrente alternata sulle lampade ad incandescenza con filamenti di tantalio (Sur l'action du courant alternatif sur les lampes à incandescence à filament de tantale). — *Atti Associazione elettrotecnica italiana*, déc. 1907.

C'est un fait bien connu que la lampe à filament de tantale dure beaucoup moins quand on l'alimente par de l'alternatif que lorsqu'on l'alimente par du continu. En examinant la surface du filament, on trouve qu'elle prend une structure cristalline. Les vibrations sont une cause fréquente de transformation des métaux de l'état amorphe à l'état cristallin. Or les portions parallèles des fils de la lampe dans lesquels passe de l'alternatif, sont soumises à des forces électromagnétiques périodiques et à leurs réactions élastiques propres ; dans ces conditions, elles vibrent avec une fréquence double de celle du courant. C'est ce qui produit leur structure cristalline et leur diminution de résistance à la rupture.

O. SCARPA. — Contributo alla teoria delle soluzioni
(Contribution à la théorie des solutions). — *Lincei*, vol. XVII, mars 1908.

Un des points fondamentaux de la théorie des solutions étendues est l'égalité numérique entre les coefficients de variations avec la

(1) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. CXXI, p. 426, et *J. de Phys.*, 4^e série, t. III, p. 820, 1904.

(2) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. CXXVI, p. 113, et *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 64, 1907.

température relatifs à la pression des gaz et à la pression osmotique. Van' t Hoff, qui l'a déduite de la théorie, ne la confirme que par des expériences de Pfeffer ne comprenant que deux substances et un intervalle de température de 20° C.

L'auteur reprend des expériences sur une échelle plus étendue, pour voir si la pression des gaz et la pression osmotique ont des propriétés analogues. Si un gaz est contenu dans deux récipients communiquant entre eux et entre lesquels on maintient une différence de température constante, l'équilibre sera atteint lorsque le rapport des concentrations des molécules gazeuses sera égal au rapport inverse des températures absolues des deux récipients. M. Scarpa recherche si une telle loi est valable pour les solutions étendues avec deux récipients à températures constantes, l'une voisine de la température ambiante, l'autre voisine de 70°. Il étudie les solutions de chlorure de sodium et de chlorure de potassium ; il trouve que la même loi s'applique effectivement aux solutions.

C. BONACINI et U. NICOLIS. — Ricerche sulla conducibilità elettrica dell'aria (Recherches sur la conductibilité électrique de l'air). — *Publicazioni del R. osservatorio geofisico di Modena*, n° 22, 1908.

Le but de ce travail est la comparaison des appareils de Ebert et de Gerdien pour la mesure de la conductibilité électrique de l'air. Les auteurs décrivent les conditions de leurs expériences ; ils indiquent quelques points pour lesquels les appareils ont donné les mêmes résultats, à savoir que la conductibilité est plus grande en été qu'en hiver, plus grande dans l'air limpide que pour les temps brumeux, enfin qu'elle croît avec l'altitude. Ils indiquent d'autres cas où les résultats sont discordants, et ils discutent les causes possibles de ces discordances.

A. RIGHI. — Sulla deviazione elettrostatica dei raggi catodici nel tubo di Braun (Sur la déviation électrostatique des rayons cathodiques dans le tube de Braun). — *R. Accademia di Bologna*, s. VI, t. IV, p. 19, 1907.

En répétant l'expérience de la déviation des rayons cathodiques par un champ électrique, l'auteur a observé certains effets spéciaux qui peuvent donner des indications utiles sur ce qui se passe à l'intérieur du tube. Ainsi, au lieu d'observer un brusque déplacement

de la tache lumineuse produite par les rayons cathodiques sur le disque fluorescent, on voit chaque fois la tache se déformer dans un temps constant, ou s'allonger par suite d'oscillations rapides ou se déplacer avec une lenteur insolite. L'auteur étudie les phénomènes observés, qui sont différents, suivant qu'on emploie un tube ordinaire ou un tube portant deux plateaux parallèles, qu'on l'excite avec la machine à influence ou avec la bobine d'induction. Il n'a pu expliquer certains de ces faits; pour les autres, il donne une explication qui lui paraît satisfaisante.

A. RIGHI. — Sulla deviazione dei ioni generanti le scintille dorute ad un campo elettrico trasversale (Sur la déviation des ions engendrant les étincelles dues à un champ électrique transversal). — *R. Accademia di Bologna*, s. VI, t. IV, p. 27; 1907.

L'auteur commence par rappeler des expériences faites par lui en 1876 en mettant d'accord leur interprétation avec la théorie aujourd'hui adoptée sur le rôle des ions dans la décharge. Puis il reprend l'étude des mêmes faits en l'étendant au cas des décharges dans l'air plus ou moins raréfié, en employant des électrodes de formes variées.

L. DONATI. — Graduatore di tensione atto a regolare l'intensità luminosa delle lampade nelle distribuzioni a corrente alternativa (Régulateur de tension capable de régler l'intensité lumineuse des lampes dans les distributions à courant alternatif). — *R. Accademia di Bologna*, s. VI, t. IV, p. 73; 1907.

L'appareil consiste en substance en un transformateur comprenant une seule bobine, dans laquelle se trouvent réunies les fonctions primaire et secondaire, de manière qu'on puisse au moyen d'un double système de contacts mobiles engager dans l'un ou dans l'autre circuit un nombre variable de spires, avec superposition dans une partie ou dans la totalité des spires des deux courants primaire et secondaire. L'appareil a l'avantage de ne pas être parcouru par un courant appréciable, quand la lumière a une intensité normale, et même quand le régulateur fonctionne; la perte par effet joule est réduite au minimum.

Ch. TOUREN.

**SUR UN NOUVEAU COMPAS ÉLECTROMAGNÉTIQUE
ET DIVERSES MÉTHODES DE COMPENSATION (1);**

Par M. Louis DUNOYER.

Avant d'exposer en quoi consiste le nouveau compas qui fait l'objet de cette note et les méthodes de compensation qui lui sont propres, il ne sera pas inutile de rappeler quelques faits qui, s'ils sont bien connus des marins, en général, le sont peut-être moins des physiciens sur terre ferme. En passant rapidement en revue les manières diverses dont on utilise à bord les indications du compas, nous nous rendrons compte de la nécessité pratique où l'on est de compenser le mieux possible les actions perturbatrices qu'exercent sur lui les fers doux et les aciers du navire ; nous examinerons ensuite dans quelles conditions il est désirable que cette compensation puisse se faire et de quels moyens on dispose pour l'effectuer.

I. — REMARQUES SUR L'EMPLOI DES COMPAS.

1. Compas de route, compas de relèvement ; évolutions. — Sous sa forme actuelle, le compas de marine est un équipage aimanté solidaire d'une rose, laquelle est constituée le plus souvent par une feuille de papier circulaire qui porte une rose des vents et une graduation en degrés, ce qui est plus conforme à la pratique de la navigation à vapeur ; le zéro de la graduation correspond au nord de la rose. Tout cet ensemble est monté, au moyen d'une chape en agate, sur un pivot qui se trouve au centre d'une cuvette ; la paroi verticale de la cuvette porte un trait situé dans le plan de symétrie longitudinal du navire : c'est *la ligne de foi*. Quand le navire évolue, ce trait défile devant la graduation de la rose, dont l'orientation doit rester fixe ; la lecture de la division qui se trouve devant le trait donne *le cap au compas*, c'est-à-dire l'angle que le champ magnétique au centre du compas fait avec l'axe du navire.

Le compas est employé comme *compas de route* ou comme *compas de relèvement* ; nous verrons encore que la manière spéciale dont on l'utilise dans les *évolutions* rend sa compensation nécessaire.

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 3 avril 1908.

Chaque jour on détermine *le point* du navire, par la mesure astronomique de la longitude et de la latitude, si du moins l'état du ciel permet cette importante opération. Sachant le point où l'on est et celui où l'on veut aller, on connaît l'angle qu'à chaque instant la route du navire devra faire avec le méridien géographique ; c'est le compas de route qui permet de maintenir constamment le navire dans sa route. Or la composante verticale du magnétisme terrestre produit dans les fers doux verticaux une induction variable avec la latitude ; si le compas n'est pas compensé, on voit de suite l'erreur qui pourra résulter de cette induction verticale pour une navigation au cours de laquelle la latitude variera beaucoup.

De plus, si le compas n'est pas compensé, le couple qui le maintient dans sa position d'équilibre est presque nul à certains caps ; ce couple devient donc de l'ordre du couple de frottement de la chape sur le pivot ; si le navire fait une embardée à droite ou à gauche de sa route (si la mer est mauvaise, c'est impossible à éviter), le compas légèrement entraîné, n'indique ce mouvement qu'avec un certain retard ; on ne peut donc remettre le navire dans sa route en agissant sur le gouvernail que lorsque l'embardée a déjà pris une assez grande amplitude et devient difficile à maîtriser ; il n'est pas moins difficile d'empêcher qu'elle ne soit suivie d'une autre en sens inverse. Ces embardées successives sont dangereuses dans les passages où la navigation est difficile, gênantes et dangereuses aussi pour la navigation en escadre ; elles créent enfin sur la direction moyenne suivie réellement par le navire une incertitude fâcheuse qui se traduit, à l'approche des côtes, par un danger, au large par une perte de temps et d'argent.

Ces remarques s'appliquent aussi à l'emploi d'un *compas de relèvement*. Ce compas est muni d'une alidade qui se déplace au-dessus de la rose et qui permet de viser un point d'une côte connu sur la carte ou une étoile dont la position est connue ; on mesure ainsi l'angle du méridien magnétique (si le compas est compensé) avec la direction qui joint le navire à ce point ; deux déterminations de ce genre faites sur deux points géographiquement connus permettent évidemment de fixer la position du navire d'une manière précise et rapide, ce qui est indispensable à l'approche d'une côte ⁽¹⁾.

(1) En général un compas de route ne sert pas de compas de relèvement, parce que du point où l'on gouverne, surtout si c'est le blockhaus, on ne voit pas l'horizon en plaçant l'œil au niveau du compas, ce qui rend nécessaires des dispositifs plus compliqués

Enfin, pendant les évolutions d'une escadre, un compas non compensé donnerait des résultats qui seraient inadmissibles si l'on ne connaissait le tableau des déviations, mais qui resteraient encore d'un emploi extrêmement incommode si l'on possédait ce tableau. En effet, suivant le cap initial de l'évolution, il faudrait faire tourner le navire par rapport à la rose tantôt de 10 à 12°, tantôt de 40 à 45° pour une même embardée réelle de 20°. De plus, dans les évolutions de précision qu'exige la tactique moderne, il faut que chaque commandant connaisse à quel degré il en est de son mouvement pour pouvoir régler en conséquence la barre et les hélices.

Pour que le compas fournisse à tout instant l'indication qu'on lui demande, il faudrait que la rose ne fût en aucune manière entraînée par le mouvement de rotation du navire. Or elle l'est toujours un peu, mais l'inconvénient prendrait des proportions inadmissibles au passage par les caps où la force directrice serait minima et où le couple directeur deviendrait, par conséquent, du même ordre que le couple de frottement de la chape sur le pivot.

2. Principes de la compensation.—**Théorème de M. E. Guyou.**— Il est donc nécessaire de compenser le compas. Pour cela, deux méthodes peuvent être employées : celle des *relèvements*, qui suppose connu le méridien magnétique, et celle du *défecteur*, qui est affranchie de cette condition. L'une et l'autre reposent sur une théorie fondée par Poisson et notablement perfectionnée depuis ⁽¹⁾. Dans le cas où l'on peut négliger l'aimantation prise par les masses de fer avoisinant le compas sous l'influence du champ qu'il crée autour de lui, la théorie est entièrement résumée dans le théorème suivant que l'on doit au commandant Guyou :

Soit (fig. 1) OXY deux axes rectangulaires fixes par rapport au navire, OX dirigé par exemple vers l'avant et OY vers tribord; NOE deux axes rectangulaires fixes dans l'horizon, ON dirigé vers le nord magnétique et OE vers l'est; enfin N'OE' deux autres axes rectangulaires tels que ON' soit toujours symétrique de ON par rapport à OX et OE' symétrique de OE. Le champ au centre du compas résultant du champ terrestre et de l'aimantation, induite ou permanente, du navire est la somme géométrique :

(1) POISSON, *Mémoires de l'Institut*, t. V, 1824; — G. AIRY, *Phil. Trans.*, 1839-1865; — ARCHIBALD SMITH, *Manuel de l'Amirauté*, 1862; — M. E. GUYOU, *Description et usage des instruments nautiques*, 1889; *Manuel des instruments nautiques*, 1899. — J'ai donné, dans ma thèse, un résumé de la théorie.

1° D'un vecteur F_1 constant en grandeur et fixe par rapport aux axes NOE ;

2° D'un vecteur F_2 constant en grandeur et fixe par rapport aux axes XOY ;

3° D'un vecteur F_3 constant en grandeur et fixe par rapport aux axes N'OE'.

F_1 et F_3 sont dus au champ terrestre lui-même et à l'induction que la composante horizontale produit dans le navire. F_2 est la part de l'aimantation permanente du navire et de l'induction produite par la composante verticale.

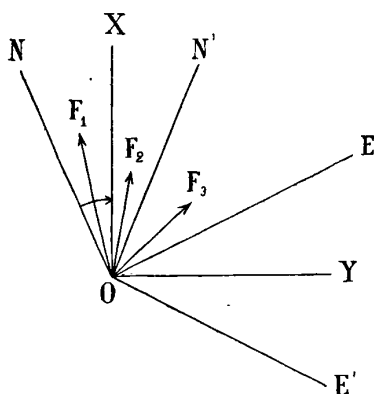


FIG. 1.

L'angle que fait F_1 avec ON est nul quand le compas est placé dans l'axe, et il est pratiquement négligeable. La compensation consiste donc à annuler F_2 et F_3 . On compense F_3 avec des correcteurs de fer doux, des globes en général, dont les centres sont placés dans le plan perpendiculaire à celui pour lequel les directions de F_1 et de F_3 coïncident ; ce dernier plan est appelé le *plan de symétrie apparente des fers doux* (M. E. Guyou). On compense les deux parties de F_2 avec des aimants et une barre de fer doux verticale. Cette barre, dite de *Flinders*, compense l'effet inducteur de la composante verticale du champ terrestre.

D'après ce théorème, on peut voir facilement que l'on connaîtra les composantes des forces F_1 , F_2 et F_3 et que l'on aura par suite les éléments nécessaires pour effectuer la compensation si l'on connaît la courbe des déviations δ que le compas non compensé subit aux

différents caps ζ . C'est le principe de la *méthode des relèvements*. Le relèvement magnétique ρ d'un point L connu sur la carte ou d'un astre déterminé est l'angle que la ligne OL fait avec le méridien magnétique, et le relèvement au compas est l'angle que cette ligne fait avec l'axe magnétique du compas ; la déviation δ est donnée, en grandeur et en signe, par la formule

$$\delta = \rho - \rho',$$

et le cap magnétique ζ se déduit alors du cap ou au compas ζ' par la relation

$$\zeta = \zeta' + \delta.$$

Cette méthode est susceptible d'utiliser toute la sensibilité instrumentale dont sont doués la boussole et les dispositifs de visée, mais à la condition de bien arrêter le navire dans un certain nombre d'azimuths déterminés. Elle est donc fort longue et d'une mise en œuvre laborieuse. De plus, elle est évidemment inapplicable en temps de brume.

Or il est extrêmement désirable, et même indispensable dans certains cas, aussi bien pour un transatlantique que pour un navire de guerre, de posséder une méthode de compensation *rapide et applicable quel que soit l'état du ciel*.

La *méthode du déflecteur* est bien applicable quel que soit l'état du ciel, du moins dans le cas où les fers doux sont symétriquement répartis par rapport au plan longitudinal. Elle consiste à comparer les intensités de la force directrice aux différents caps, et cela en comparant les déviations qu'un petit aimant⁽¹⁾ donne à la rose, puis à disposer les correcteurs de manière à égaliser la force directrice à tous les caps. On peut voir aisément, d'après le théorème de M. Guyou, que la compensation sera alors effectuée. Cette méthode est malheureusement d'une mise en œuvre très délicate à la mer, même par beau temps, et devient impraticable dès que l'état de la mer ne permet plus de gouverner avec une grande précision. Elle est également

(1) En réalité on donne toujours à la déviation la même valeur 90° , et on règle le moment magnétique de l'aimant déflecteur de manière que l'angle que son axe magnétique fait avec celui de la rose déviée ait toujours aussi une valeur constante. Le déflecteur de lord Kelvin possède deux aimants pouvant tourner comme les branches d'un compas à dessin, autour d'un axe passant par deux pôles opposés ; le moment magnétique varie avec les distances des deux autres pôles.

inapplicable, du moins avec les compas actuels, dans les endroits où le champ magnétique est très peu intense, comme précisément dans les postes centraux et surtout les bockhaus, parce que le champ qui doit assurer la position d'équilibre de la rose déviée n'est que le cinquième environ du champ primitif.

L'extrême raréfaction du champ magnétique dans les blockhaus cuirassés dont l'épaisse paroi constitue un écran presque complet, est d'ailleurs la plus grande difficulté qu'y rencontre l'emploi d'un compas. En fait on n'a jamais réussi à y faire donner de bonnes indications à la boussole. Le frottement du pivot et l'entraînement produit sur la rose par l'intermédiaire de la viscosité du gaz ou du liquide au sein duquel elle est plongée, prennent des proportions trop grandes (1).

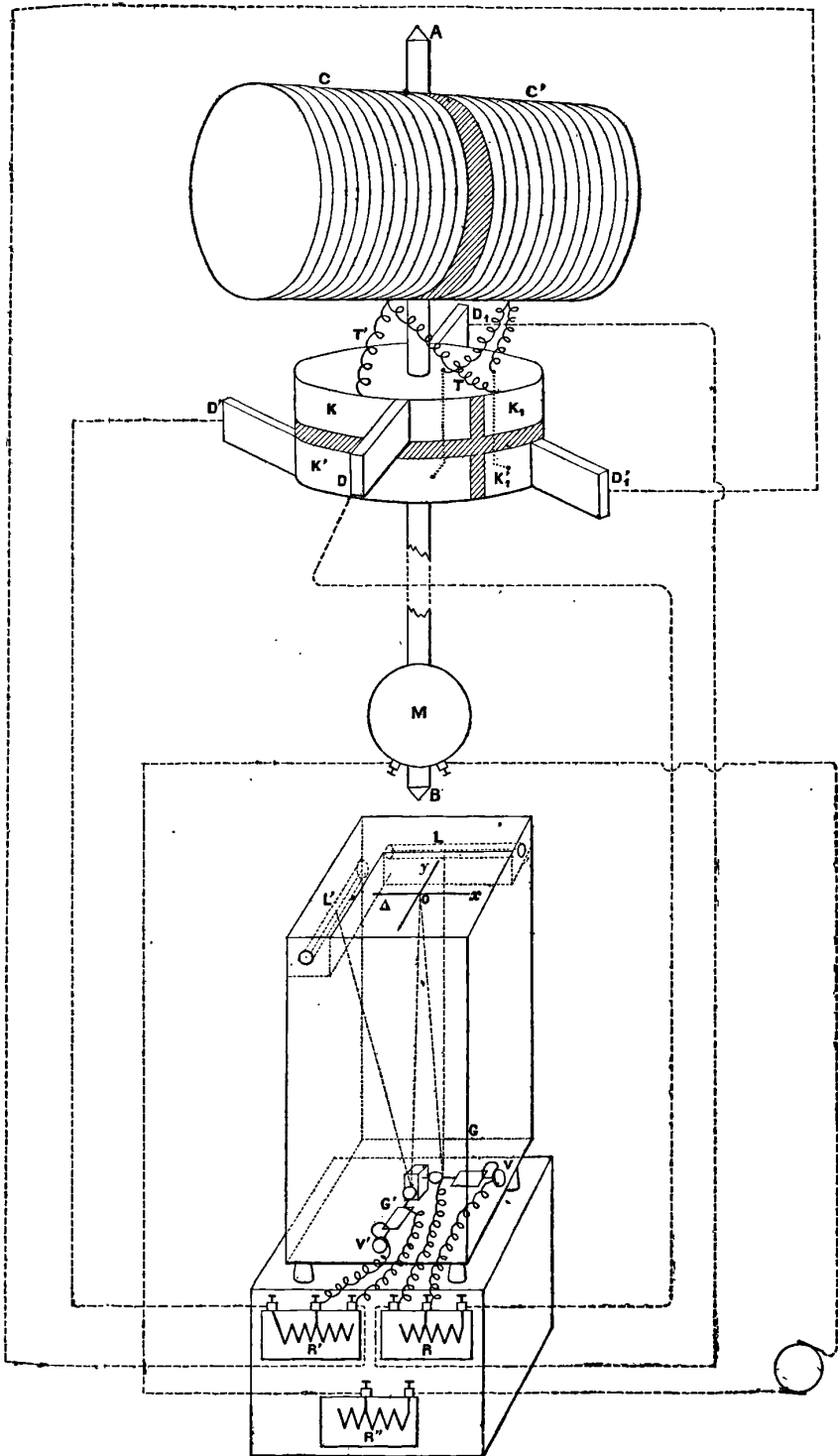
Sur les sous-marins, les courants électriques puissants qui sillonnent le navire ajoutent de nouvelles difficultés à l'emploi du compas.

3. L'appareil, dont la description se trouve ci-après, a été imaginé dans le but de transmettre dans un blockhaus ou sous les yeux du commandant d'un sous-marin, les indications nécessaires sur le champ magnétique extérieur. *L'entraînement pendant les évolutions est supprimé.* De plus la solution adoptée se trouve posséder un avantage considérable au point de vue de *la compensation, qui peut être faite sans connaître le méridien magnétique, — en quelques minutes, — et sans même qu'il soit nécessaire de placer de correcteurs auprès de l'appareil sur lequel agit le champ magnétique terrestre*, ce qui constitue une qualité précieuse pour les sous-marins dans lesquels cette partie de l'appareil pourra ainsi être placée hors de la coque et du domaine des perturbations magnétiques.

II. — COMPAS ÉLECTROMAGNÉTIQUE.

4. **Principe.** — Le principe est celui de l'inducteur terrestre. Un circuit conducteur C (*fig. 2*), enroulé sur une bobine, est animé d'un mouvement de rotation rapide et uniforme autour d'un axe vertical AB, à l'extrémité duquel se trouve un petit moteur M alimenté par le courant électrique du bord. Ce moteur, du type des moteurs de ventilation, est cuirassé, et l'arbre AB est assez long pour que l'influence

(1) Voir ma thèse, *Annales de Chimie et de Physique*, mai 1909.



IRIS - LILLIAD - Université Lille 1
 FIG. 2.

magnétique du moteur sur le champ dans lequel tourne le circuit C soit négligeable. L'arbre AB est solidaire d'un collecteur formé de deux demi-bagues conductrices K, K_1 , auxquelles sont reliées les extrémités du circuit C. Les demi-bagues sont isolées l'une de l'autre par des touches T et T' diamétralement opposées ; le plan passant par l'axe AB et le milieu des touches est parallèle aux spires. Sur le collecteur frottent deux balais D et D_1 , dont les contacts sont aussi diamétralement opposés et ont une largeur égale à celle des touches. Ces balais sont montés dans des porte-balais fixés sur le bâti qui porte toute la partie tournante, bâti lui-même solidaire du navire. Les balais D et D_1 sont reliés à un galvanomètre à cadre mobile G, par l'intermédiaire d'une boîte de résistance à plots R. Le miroir concave de ce galvanomètre, monté sur pivots et du type des milliampèremètres employés en télégraphie sans fil, forme sur la glace dépolie Δ l'image ox du filament d'une lampe à incandescence L.

On voit sur la *fig. 2* que tout ce montage est doublé ; la bobine tournante porte un second enroulement C' identique, autant que possible du moins, à l'enroulement C, et relié aux demi-bagues K' et K'_1 isolées l'une de l'autre et des demi-bagues K et K_1 ; une paire de balais D' et D'_1 dont les contacts sont dans un plan perpendiculaire à ceux de D, D_1 , envoie dans un galvanomètre G' le courant d'induction de l'enroulement C' ; l'axe de rotation de ce galvanomètre est perpendiculaire au premier et son miroir concave forme sur la glace Δ l'image oy du filament de la lampe L' : ox et oy sont rectangulaires. Nous verrons plus loin l'utilisation de ce deuxième circuit.

5. Considérons, en projection horizontale, le circuit C, le collecteur KK_1 , les touches T, T_1 , les balais D, D_1 (*fig. 3*). Prenons pour origine du temps le moment où les balais recouvrent exactement les touches. Soit F le champ magnétique au centre de la bobine tournante ; on suppose qu'à tous les caps ce champ est réparti uniformément dans l'espace occupé par la bobine ; dans les endroits voisins de pièces de fer importantes, il faudra que la bobine ne soit pas trop grande. Soit ζ l'angle du champ, d'intensité F, et de la ligne ox qui passe par les milieux des surfaces de contact des balais ; si cette surface de contact était infiniment petite la quantité d'électricité envoyée dans le galvanomètre pendant un demi-tour de la bobine serait égale à celle qui y serait envoyée si les deux extrémités du fil de la bobine étaient directement soudées à celle du fil du galvanomètre.

Or cette quantité d'électricité induite est égale au quotient du flux magnétique coupé par la bobine pendant sa demi-révolution par la résistance totale du circuit r_0 , c'est-à-dire à

$$\frac{2SF \sin \zeta}{r_0}$$

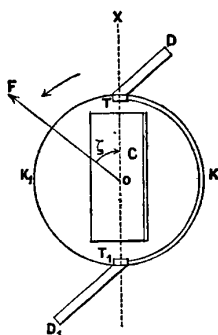


FIG. 3.

en appelant S la surface totale des spires (1). La quantité totale d'électricité qui passe dans le galvanomètre par seconde est donc, en appelant N le nombre de tours,

$$\frac{4NSF \sin \zeta}{r_0}$$

Cette quantité d'électricité formée de $2N$ parties égales qui produisent chacune sur le galvanomètre une impulsion après laquelle il n'a pas le temps, en vertu de son inertie, de revenir à sa position d'équilibre, lui imprime une déviation permanente y qui est donnée par la relation

$$y = \frac{4NSFG}{r_0} \sin \zeta,$$

en désignant par G un coefficient de sensibilité.

6. Nous aurons de même pour la déviation de l'autre galvanomètre,

$$x = \frac{4NS'FG'}{r_0'} \cos \zeta,$$

(1) On peut montrer (voir ma Thèse, p. 150, *Ann. de Chim. et de Phys.*, mai 1909, p. 114) que la largeur des balais, supposée égale à celle des touches, ne produit, avec les dimensions adoptées, aucune perturbation appréciable.

puisque les balais correspondants sont calés à angle droit des premiers.

x et y sont les coordonnées du point M de rencontre des deux images lumineuses sur la glace dépolie (fig. 4), quand la bobine tournante est un mouvement, en supposant que ces images occupent les positions ox , oy quand la bobine ne tourne pas.

Si l'on a

$$(1) \quad \frac{SG}{r_0} = \frac{S'G'}{r_0'}$$

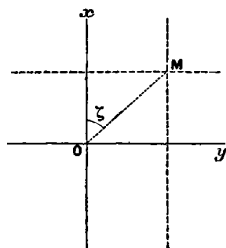


FIG. 4.

l'angle de ox avec le rayon OM est égal à l'angle ζ , car on a

$$\text{tang}(xOM) = \frac{y}{x} = \text{tang } \zeta.$$

Or si le plan de symétrie longitudinal du navire est parallèle au plan passant par l'axe de rotation AB et le milieu des surfaces de contact des balais D, D₁, l'angle ζ sera le cap au compas du navire, pour l'endroit de celui-ci où la bobine tournante a été placée. Ce cap au compas sera connu par une lecture directe sur la glace dépolie Δ , graduée en degrés comme une rose; cette lecture du cap sera indépendante de l'intensité de la composante horizontale F, ainsi que du nombre de tours du moteur M, lequel peut varier suivant le voltage disponible sur le réseau électrique du bord et suivant l'état de graissage du moteur. Si l'on s'était proposé de déterminer le cap, c'est-à-dire l'angle ζ , en employant un seul circuit tournant, et un seul galvanomètre, et en utilisant la relation

$$y = \frac{4NSFG}{r_0} \sin \zeta,$$

la correspondance entre les lectures y au galvanomètre et le cap ζ aurait été variable suivant les valeurs de F et de N.

Cette méthode suppose la relation (1) vérifiée; or, par construction, les quantités S , G , S' , G' sont voisines, mais ne sont pas en général rigoureusement égales; les boîtes de résistances R et R' (*fig. 2*), intercalées dans les deux circuits, permettent de réaliser facilement la condition demandée, puisque l'on peut faire varier dans des limites largement suffisantes les résistances r_0 , r'_0 . On verra plus loin comment ce réglage est pratiquement exécuté quand il y a lieu.

7. L'ensemble constitué par la bobine tournante, le collecteur, les balais et leurs porte-balais, l'axe AB et le moteur M , peut être nommé le *transmetteur*, et l'appareil de lecture formé des deux galvanomètres, de la glace dépolie et des résistances de réglage constitue un *récepteur*. La *fig. 2* suffit pour faire comprendre la disposition schématique de ces deux instruments dans les détails de construction desquels nous n'entrerons pas ici (¹).

Le transmetteur est destiné à être placé dans un endroit du navire protégé des coups et où cependant le champ magnétique a des qualités de fixité et de stabilité suffisantes. On verra plus loin les résultats obtenus sur le cuirassé *Patrie* pour un certain nombre de points de ce bâtiment. Les endroits en question se trouvent dans les fonds du navire, bien en dessous de la flottaison; un transmetteur qui y serait placé aurait des chances de n'être détruit qu'avec le navire tout entier. Le récepteur doit être placé dans le blockhaus, sous les yeux du commandant et de l'homme de barre. On a donc ainsi dans le blockhaus l'indication du cap magnétique pris en un point extérieur au blockhaus. Les six fils de connexion du transmetteur et du récepteur doivent naturellement passer dans le tube cuirassé qui fait communiquer, par transmissions électriques, hydrauliques ou acoustiques, le blockhaus avec tous les points principaux du navire.

Au lieu d'installer le transmetteur dans les fonds du navire, ce qui permet d'avoir le cap magnétique pendant le combat, on peut le garder en réserve pour s'en servir différemment après le combat. Bien qu'il semble évident que, même pendant le combat, l'usage du compas soit nécessaire, puisque le combat pourra avoir souvent

(¹) Voir Thèse, p. 156 et suivantes. — Le modèle décrit dans ce travail a du reste subi, à la suite de nos expériences sur le *Patrie*, un certain nombre de perfectionnements de détail qui caractérisent le modèle 1909 établi par la maison Carpentier sur commande de la marine française.

pour but de forcer un passage (exemple Tsoushima), certains marins pensent que, pendant le combat même, un compas servira peu (à la condition de n'effectuer que des évolutions d'escadre très simples); mais en tous cas il sera indispensable d'avoir un compas compensé pour la navigation qui suivra, d'autant plus indispensable que cette navigation pourra être plus périlleuse et que le temps sera plus pressant. Qu'on s'imagine une escadre, sans compas compensé, absolument obligée d'entrer le plus rapidement possible dans certaines rades par temps de brume. Le transmetteur pourrait alors être placé après le combat sur le pont, n'importe où, dans des conditions magnétiques très favorables, et les méthodes de compensation extrêmement rapides que nous indiquons ci-après permettraient, au bout de quelques minutes, une demi-heure au plus, de lire au récepteur placé dans le blockhaus le cap magnétique vrai.

Sur les sous-marins, on placerait le transmetteur dans un tube de bronze émergeant de la coque de manière que la bobine en soit à une distance d'environ 1^m,20; ce tube pourrait être placé en un point suffisamment éloigné du capot et du périscope pour que les déplacements de ces appareils ne changent pas le champ magnétique dans lequel il se trouverait, — assez loin aussi des dynamos pour rendre insensible leur influence contre laquelle d'ailleurs la coque constituerait un écran magnétique au moins partiel. Le récepteur serait placé sous les yeux du commandant. *Une méthode de compensation* que l'on verra plus loin et *qui ne fait usage d'aucun correcteur* placé près des bobines et ne met en jeu que les organes de réglage du récepteur, *serait dans ce cas particulièrement appréciable*, puisqu'elle ne nécessitera pas qu'on atteigne le transmetteur.

Pour les paquebots, cet appareil peut aussi présenter des avantages sur les compas actuellement employés, non pas pour les remplacer, mais pour fournir des indications utiles qu'ils ne donnent pas. Ainsi un navire destiné à naviguer pendant plusieurs jours par la brume, sans pouvoir faire le point par conséquent, a besoin de s'assurer que ses compas sont bien compensés; notre appareil dont la compensation n'exige pas, comme on va le voir, la connaissance du méridien magnétique, pourrait servir à ce point de vue de contrôleur des compas du bord. De plus, la force qui fixe les positions d'équilibre des galvanomètres étant, par rapport à l'inertie des cadres mobiles, énormément plus grande que le couple directeur d'une rose magnétique, le point de croisement des images lumi-

neuses, qui indique le cap, suit sans aucun retard toutes les embardées du navire et doit permettre, par conséquent, de gouverner avec plus de précision. Enfin un récepteur pourrait être installé dans les appartements du commandant du paquebot, qui pourrait ainsi, chaque fois qu'il le désirerait, vérifier la route suivie par son bâtiment et s'assurer que l'homme de barre gouverne bien.

III. — COMPENSATION.

8. Lorsque le navire fait un tour d'horizon, le point de croisement des traits lumineux décrit sur la glace dépolie du récepteur une courbe fermée. Comme on l'a vu, les coordonnées de ce point de rencontre M, par rapport aux axes rectangulaires représentés par les positions d'équilibre des images quand aucun courant ne traverse les galvanomètres, sont

$$(2) \quad \begin{cases} x = \frac{4NS'G'F}{r_0'} \cos \zeta, \\ y = \frac{4NSGF}{r_0} \sin \zeta, \end{cases}$$

ζ étant l'angle du champ magnétique F au centre du transmetteur avec le plan qui passe par les milieux des contacts d'une des paires de balais, plan qui est lui-même parallèle au plan de symétrie longitudinal du navire.

Si l'on rend l'axe ox parallèle à ce plan et si la relation (1) est vérifiée, les formules (2) nous montrent que OM est équipollent au champ magnétique F; car le vecteur OM fait avec ox l'angle ζ , comme nous l'avons vu, et l'on a de plus :

$$OM = \frac{4NSG}{r_0} F.$$

Le lieu géométrique du point M est donc homothétique à la courbe que décrit l'extrémité du vecteur F.

Il est facile de voir que c'est une ellipse. Décomposons, en effet, le champ magnétique F suivant les trois composantes F_1, F_2, F_3 analysées par le commandant Guyou (voir plus haut). Sur la glace dépolie du récepteur, correspond à chacune de ces forces un vecteur équipollent OF'_1, OF'_2, OF'_3 (fig. 5). Ceci veut dire que si chacune des composantes F_1, F_2, F_3 , agissait seule au centre du transmetteur,

le point de croisement des traits lumineux sur la glace dépolie du récepteur prendrait successivement les positions F'_1 , F'_2 , F'_3 . Sur cette glace dépolie, le vecteur OF'_2 est fixe comme le vecteur F_2 est fixe dans le navire ; les points F'_1 et F'_3 décrivent respectivement des cercles. En appelant θ l'angle de ON dirigé vers le nord avec ox (cap magnétique vrai), les coordonnées du point de croisement M sont donc en réalité :

$$\begin{aligned} x &= F'_2 \cos \varphi_2 + F'_1 \cos (\theta + \varphi_1) + F'_3 \cos (\theta + \varphi_3), \\ y &= F'_2 \sin \varphi_2 - F'_1 \sin (\theta + \varphi_1) + F'_3 \sin (\theta + \varphi_3), \end{aligned}$$

ou

$$\begin{aligned} x &= F'_2 \cos \varphi_2 + A \cos \theta + B \sin \theta, \\ y &= F'_2 \sin \varphi_2 + A' \cos \theta + B' \sin \theta. \end{aligned}$$

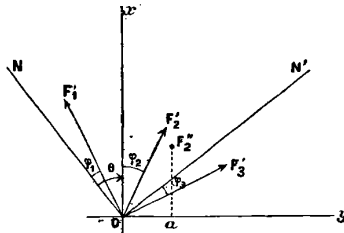


FIG. 5.

Il est évident, d'après ces formules, que le point (x, y) décrit une ellipse de centre F'_2 ,

Il est clair que le point M est à l'extrémité d'un des axes quand les vecteurs OF'_1 et OF'_3 ont la même direction et des sens identiques (grand axe) ou opposés (petit axe). Le grand axe L a donc pour longueur

$$(3) \quad L = 2(F'_1 + F'_3) = \frac{8NSG}{r_0} (F_1 + F_3),$$

et le petit axe M

$$(3 \text{ bis}) \quad M = 2(F'_1 - F'_3) = \frac{8NSG}{r_0} (F_1 - F_3).$$

De ces formules on peut tirer F_1 et F_3 si l'on connaît S , N , G , r_0 et si l'on mesure, sur le graphique obtenu en faisant un tour d'horizon, L et M .

Quant à la force F_2 , on la connaît de même en grandeur et direc-

tion par le rayon vecteur qui joint le centre de la glace dépolie au centre de l'ellipse ; sa longueur est

$$\frac{4NSG}{r_0} \cdot F_2.$$

L'expérience montre que la composante de la force F_1 vers l'est est toujours très petite et négligeable ; cette force est donc dirigée vers le nord magnétique. Si les forces F_1 et F_3 ont la même direction, cette direction est nécessairement dans un plan par rapport auquel les fers doux sont symétriquement répartis, en ce qui concerne du moins leur action au centre du compas. *L'angle du plan de symétrie apparente des fers doux avec le plan de symétrie longitudinal du navire est donc égal à l'angle A que fait le grand axe de l'ellipse avec l'axe ox tracé sur la glace dépolie.*

L'ellipse qu'un tour d'horizon nous fournit ainsi n'est autre chose que le *dygogramme elliptique* (dynamo-gonio-gramme ou diagramme de la force et de l'angle), dont M. Guyou a montré tout l'intérêt (1). Avec un compas magnétique, on ne peut tracer ce dygogramme qu'après avoir recueilli par des observations convenables les données nécessaires et suffisantes pour effectuer la compensation. Aussi l'usage des dygogrammes s'était-il jusqu'à présent peu répandu ; ici le dygogramme est le résultat direct de l'observation, et il permet alors d'effectuer la compensation d'une manière extrêmement rapide et simple.

9. Occupons-nous d'abord des correcteurs en fer doux. On connaît par le graphique l'angle A, que le plan de symétrie apparente des fers doux fait avec l'axe longitudinal du navire ; c'est d'ailleurs dans ce plan ou dans le plan perpendiculaire que l'on doit placer le centre de chaque correcteur de fer doux ; car ce correcteur produira alors une force dirigée symétriquement du méridien magnétique par rapport au plan de symétrie des fers doux du navire ; si la force F_3 à annuler s'ajoute à la force F_1 quand le plan de symétrie des fers doux du navire est au nord, il faut évidemment placer le centre du correcteur dans le plan perpendiculaire au plan de symétrie des fers doux du navire, et inversement, si la force F_3 se retranche de F_1 quand le plan de symétrie des fers doux du navire est au nord, il faut placer

(1) Voir dans *Description et Usage des instruments nautiques*, 1889, la théorie générale des dygogrammes.

le centre du correcteur dans ce plan même. La simple mesure au rapporteur de l'angle A nous donne donc de suite l'orientation des correcteurs.

En réalité, d'ailleurs, pour les compas placés dans l'axe du bâtiment, le plan de symétrie apparente des fers doux coïncide avec le plan de symétrie longitudinal, et l'on devra alors placer les correcteurs par le travers du transmetteur si le grand axe de l'ellipse est parallèle à ox (c'est le cas le plus général), ou dans le plan de symétrie longitudinal, si le grand axe de l'ellipse est parallèle à oy .

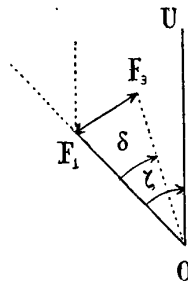


FIG. 6.

La distance à laquelle on doit placer les correcteurs du centre des bobines n'est pas moins facile à trouver. Pour un certain cap magnétique ζ (fig. 6), la déviation δ due aux fers doux est l'angle F_1OF_3 de la force magnétique terrestre OF_1 avec la résultante OF_3 de cette force et de la force F_1F_3 due aux fers doux. Cette déviation est maxima quand l'angle OF_3F_1 est droit. On a alors

$$(4) \quad \sin \delta_m = \frac{F_3}{F_1}.$$

L'angle δ_m est la *puissance compensatrice* ⁽¹⁾ des correcteurs à employer; δ_m est déterminé sans ambiguïté en fonction de F_3 et, inversement, si une paire de globes possède une puissance compensatrice δ_m , elle produira, sous l'action d'un champ uniforme F_1 , un vecteur F_3 . Des tables ont été dressées, pour chaque forme de correcteurs, donnant δ_m en fonction des dimensions de ces correcteurs et de la distance de leurs centres au centre du compas (ou des bobines du transmetteur).

(1) Voir E. GUYOU, *Manuel des instruments nautiques*, 1899, p. 93.

Or des relations (3) on tire

$$(5) \quad \frac{F_3}{F_1} = \frac{L - M}{L + M},$$

d'où la règle suivante :

Mesurer sur le graphique obtenu en faisant un tour d'horizon le grand et le petit axe et former le quotient $\frac{L - M}{L + M}$; en se reportant aux tables qu'on vient de mentionner on saura immédiatement quelles dimensions il faut donner aux compensateurs et à quelle distance il faut les placer.

10. Les correcteurs de fer doux une fois placés, on détermine à nouveau le centre de l'ellipse, que déplace l'aimantation permanente prise par les correcteurs de fer doux sous l'influence de la force F_2 . Après avoir déterminé ce nouveau centre F_2'' (fig. 5), il suffit de placer des aimants de manière que le dygogramme soit centré sur la glace dépolie. Il faut pour cela lui faire subir une translation égale à $F_2''O$. Étant à un cap quelconque, on placera des aimants transversaux dans la caisse du transmetteur de manière à déplacer l'image parallèle à ox d'une quantité égale à aO et des aimants longitudinaux de manière à déplacer l'image parallèle à oy d'une quantité égale à $F_2''a$.

11. Comme nous l'avons sommairement indiqué au début, cette compensation de l'aimantation permanente n'est pas valable pour toutes les latitudes, à cause des variations de la composante verticale Z du champ terrestre. Si l'on appelle P et Q les composantes de l'aimantation propre du navire (dite permanente) par rapport à ses axes XOY (fig. 1), et c, f deux coefficients constants pour une répartition donnée des fers du navire, les composantes de la force F_2 suivant OX et OY (fig. 1) seront $P + cZ$ et $Q + fZ$, et l'on aura pour les coordonnées α, β du centre de l'ellipse sur la glace dépolie du récepteur

$$\begin{aligned} \alpha &= k(P + cZ), \\ \beta &= k(Q + fZ). \end{aligned}$$

Quand Z varie, P et Q restant fixes, le point α, β décrit donc une droite. Plusieurs déterminations du centre du dygogramme, faites en des lieux suffisamment éloignés en latitude, permettront de déter-

miner cette droite et de mesurer, par conséquent, kP , kQ , kc , kf . Des expériences faites à terre sur différentes longueurs de barres de Flinders permettront de placer à coup sûr, sur l'avant du transmetteur (ou sur l'arrière, suivant le signe de c) et par le travers (à tribord ou à babord suivant le signe de f), deux barres de Flinders qui produiront des coefficients c et f annulant ceux du navire ; on réglera ensuite les aimants comme il a été dit (1).

12. La courbe obtenue en faisant effectuer au navire un tour d'horizon permet donc, on le voit, d'effectuer très rapidement la compensation complète (à la très petite erreur constante près qui résulte de ce qu'on a négligé la composante de la force F_1 vers l'est). Il n'a été besoin pour cela d'aucune observation extérieure au navire ; c'est seulement si l'on voulait faire cette petite correction qu'il faudrait connaître le méridien magnétique vrai ; il en est de même du reste avec tous les compas magnétiques. Enfin du moment qu'il n'est pas nécessaire de connaître les caps magnétiques successivement tenus par le navire, ce tour d'horizon peut être effectué d'un mouvement continu, c'est-à-dire, si le navire évolue par ses propres moyens, avec sa vitesse normale, en quelques minutes.

Ainsi, par exemple, un paquebot naviguant depuis plusieurs jours dans la brume désire vérifier l'état de la compensation de son compas (le compas électromagnétique pouvant être employé comme compas de route ou comme contrôleur des autres compas du bâtiment) ; il fait un tour d'horizon ou une fraction suffisante de tour d'un mouvement continu et recueille ainsi tous les éléments nécessaires et suffisants pour vérifier la compensation ou la rectifier. Un navire est obligé de quitter une rade sans compas compensé, faute d'avoir eu le temps d'employer la méthode habituelle de compensation, fort longue, comme on l'a vu ; au sortir de la rade, il ne lui faudra que quelques minutes pour parcourir son cercle de giration avant de se mettre en route. De même si, après un combat, l'état magnétique d'un cuirassé est modifié, un tour d'horizon lui permet-

(1) Actuellement, d'ailleurs, la barre de Flinders ne s'emploie que pour le compas étalon placé dans l'axe du navire ; et alors f est nul, ce qui conduit à l'emploi d'une seule barre de Flinders. Mais au combat, ce compas étalon placé sur une passerelle élevée serait infailliblement détruit. Notre transmetteur, au contraire, est destiné à être placé dans le fond du navire ; il n'est nullement certain alors que f soit nul. Mais, comme on le voit, les renseignements nécessaires pour le placement de deux barres de Flinders seront recueillis aussi facilement et aussi vite que pour une seule.

tra d'avoir un compas compensé grâce auquel la rentrée en rade sera rendue beaucoup plus sûre.

13. On peut donc, au moyen de cet appareil, compenser très facilement l'action perturbatrice du navire au centre du compas, ou des bobines du transmetteur. Mais on peut aussi, comme nous allons le voir maintenant, *se dispenser de cette compensation en réglant l'appareil de telle manière que ces indications soient équivalentes à celles d'un compas compensé.*

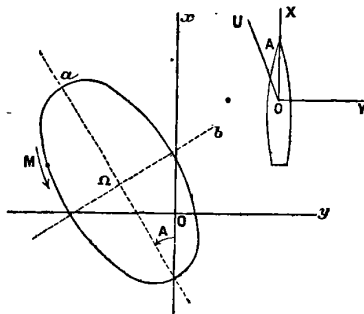


FIG. 7.

Supposons donc que le transmetteur ait été installé en un certain lieu du navire, les contacts de la paire de balais liée au galvanomètre donnant une image longitudinale étant eux-mêmes dans un plan parallèle au plan de symétrie longitudinal du navire. On fait un tour d'horizon, par exemple dans le sens N.-E.-S., et l'on obtient le dygogramme (fig. 7). Sur la glace dépolie fixe par rapport au navire, le vecteur OM qui représente le champ magnétique tourne dans le sens de la flèche. Le point M atteint le sommet du grand axe quand le plan de symétrie apparente des fers doux, OU, est dirigé vers le nord.

Mesurons l'angle A, en le comptant à partir de ox positivement vers la droite, et faisons tourner de l'angle A l'ensemble des porte-balais du transmetteur en observant pour cette rotation la même convention de signe que pour l'angle A ; elle sera positive dans le sens des aiguilles d'une montre et négative dans le sens opposé.

Une fois que le boisseau a été décalé de l'angle A dans le sens convenable, les contacts de balais qui se trouvaient dans le plan de symétrie longitudinal se trouvent dans le plan de symétrie apparente

des fers doux ; si l'on effectuait un second tour d'horizon, on obtiendrait une ellipse dont le grand axe serait parallèle à ox (fig. 8) ; ce serait la première ellipse déplacée par une rotation de A autour du point O . Supposons cette ellipse tracée. Si l'on appelle α l'angle de la force F_1 avec le plan de symétrie des fers doux OU et ψ l'angle (constant) que la force F_2 , due à l'aimantation permanente, fait avec ce plan, les coordonnées d'un point de l'ellipse seront

$$(6) \quad \begin{cases} x = \frac{4NS'G'}{r_0'} [(F_1 + F_3) \cos(\alpha + F_2 \cos \psi)], \\ y = \frac{4NSG}{r_0} [(F_1 - F_3) \sin(-\alpha + F_2 \sin \psi)]. \end{cases}$$

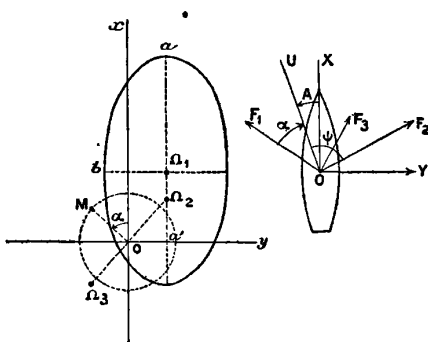


FIG. 8.

Supposons que l'on donne à la résistance r_0' du circuit du galvanomètre qui accuse la plus grande déviation (aa') une valeur r_0'' telle que l'on ait

$$\frac{S'G'}{r_0'} (F_1 + F_3) = \frac{SG}{r_0} (F_1 - F_3).$$

Le point de croisement des traits lumineux décrira alors un cercle de rayon égal au petit axe de l'ellipse et de centre Ω_2 .

Ce réglage est d'ailleurs facile à faire, car, pour un cap quelconque, le rapport des abscisses du point lumineux ou des élongations du trait parallèle à oy , après et avant le changement de résistance, est

$$\frac{x'}{x} = \frac{r_0'}{r_0''} = \frac{r_0'}{r_0} \frac{SG}{S'G'} \frac{F_1 - F_3}{F_1 + F_3} = \frac{\frac{SG}{r_0} (F_1 - F_3)}{\frac{S'G'}{r_0'} (F_1 + F_3)}$$

ou encore

$$(7) \quad \frac{x'}{x} = \frac{M}{L},$$

L et M étant le grand et le petit axe de l'ellipse. On mesurera donc, sur l'ellipse primitive, L et M ; puis, après le décalage du transmetteur, on mesurera, pour un cap quelconque, la valeur de x ; on calculera x' d'après la relation (7), et on introduira des résistances au moyen d'une des boîtes de résistances qui se trouvent dans le socle du récepteur (fig. 2), de manière à ramener l'élongation de l'image parallèle à oy de x à x' .

La même formule (7) permet de calculer l'abscisse du centre du cercle Ω_2 ; son ordonnée est la même que celle du centre Ω_1 de l'ellipse redressée ; les coordonnées de ce point Ω_1 s'obtiennent elles-mêmes graphiquement en faisant tourner de $-\Lambda$ le centre Ω de l'ellipse primitive. Une fois le point Ω_2 déterminé, prenons son symétrique Ω_3 par rapport au centre O de la glace dépolie et, au moyen des vis V et V' (fig. 2), amenons les positions de zéro des traits lumineux à se couper sur le point Ω_3 . Si l'on effectuait un nouveau tour d'horizon, on obtiendrait le cercle

$$x = \frac{4NS'G'}{r_0'} (F_1 + F_3) \cos \alpha,$$

$$y = \frac{4NSG}{r_0} (F_1 - F_3) \sin \alpha ;$$

on aura donc

$$\widehat{\text{MO}x} = \frac{y}{x} = \text{tang } -\alpha,$$

$$\widehat{\text{MO}x} = -\alpha,$$

c'est-à-dire, d'après les conventions de signes qui ont été faites, que le vecteur OM sera dirigé vers le nord, comme si la compensation du champ avait été réalisée.

Le cap du navire n'est pas l'angle α , mais bien l'angle $\alpha - \Lambda$ (fig. 8). Il est facile de disposer la glace dépolie de manière à lire commodément cet angle ; cette disposition permettra aussi de lire directement le cap géographique ou de prendre des relèvements (1).

14. Pour l'un comme pour l'autre des deux modes de compensation, le réglage qui permet de rendre effective la relation (1) est

(1) Voir Thèse, p. 171. *Annales de chimie et physique*, 8^e série, t. XVII, juin 1909.

d'une importance capitale. Pour le mode de compensation par correcteurs, cela va de soi. Si l'on emploie la seconde méthode, cela est nécessaire aussi pour connaître le plan de symétrie apparente des fers doux, sauf dans le cas où ce plan serait parallèle au plan longitudinal du navire.

Il est facile, en effet, de se rendre compte que, si la relation (1) n'est pas vérifiée, le vecteur OM n'est pas, sur la glace dépolie, équipollent au champ magnétique au centre des bobines du transmetteur ; le grand axe de l'ellipse ne fait donc pas avec ox un angle égal à celui du plan de symétrie des fers doux avec le plan de symétrie longitudinal.

Pour rendre effective la relation (1), il est possible d'employer plusieurs procédés. J'en indiquerai ici un seul. Nous supposons que le transmetteur et le récepteur ont été l'un et l'autre placés dans leurs postes respectifs ; on effectue, par exemple, la première installation de l'appareil, et il s'agit de régler les résistances r_0 et r'_0 , de telle sorte que l'on ait

$$\frac{S'G'}{r'_0} = \frac{SG}{r_0}$$

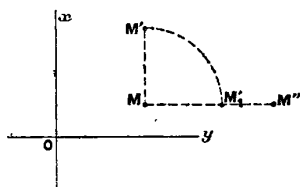


FIG. 9.

Le navire restant à un même cap, soit M , de coordonnées (x, y) , la position du point lumineux sur la glace dépolie (fig. 9). Introduisons dans la caisse du transmetteur un aimant longitudinal ; le point M se déplace et vient en M' en restant à la même distance de ox , puisque le champ supplémentaire F' produit par l'aimant est parallèle à la ligne des contacts reliés au galvanomètre qui fournit l'image parallèle à ox . Après avoir repéré le point M' , plaçons l'aimant transversalement et à la même distance des bobines que ci-dessus ; le point M vient en M'' ; on a :

$$MM' = \frac{4NS'G'}{r'_0} F',$$

$$MM'' = \frac{4NSG}{r_0} F'$$

Pour que la relation (1) soit vérifiée, il faut que l'on ait

$$MM' = MM''.$$

Supposons par exemple que l'on ait

$$MM' > MM'';$$

laissant l'aimant dans la seconde position, on introduira des résistances dans le circuit du galvanomètre longitudinal de manière à ramener l'image qu'il fournit de M'' en M'_1 , tel que

$$MM'_1 = MM'.$$

15. En résumé, la *compensation* de notre compas peut se faire par deux méthodes distinctes, possédant chacune leurs avantages et leurs inconvénients, mais l'une et l'autre beaucoup plus rapides que les méthodes jusqu'ici applicables aux compas, n'utilisant ni l'une ni l'autre aucune observation extérieure au navire et pouvant être appliquées par conséquent aussi bien de nuit que de jour et quel que soit l'état du ciel.

Une fois compensé, le compas peut servir de *compas de route* ou de *compas de relèvement*, à la manière des compas déjà existants.

Enfin la position d'équilibre des images lumineuses étant atteinte en moins d'une seconde, le point lumineux qu'on observe suit fidèlement, sans aucun retard, les évolutions du bâtiment.

IV. — RÉSULTATS OBTENUS.

16. Nous donnons ci-dessous les résultats d'expériences faites les unes à terre, les autres sur le cuirassé *Patrie*, où nous avons obtenu l'autorisation de nous embarquer pour des essais préliminaires de notre appareil.

Les *fig. 10, 11, 12*, se rapportent à des expériences faites à terre, qui permettent d'illustrer la décomposition des forces magnétiques agissant sur les compas, introduite par le commandant Guyou. Le transmetteur était monté sur une plate-forme qu'on pouvait mouvoir de 10 en 10° ; il était d'abord placé dans un champ uniforme (c'est-à-dire indépendant de l'orientation de l'appareil), puis on introduisait des aimants parallèles soit à une paire de balais, soit à l'autre, puis des globes de fers doux étaient disposés sur les potences. L'ensemble

des aimants et des fers doux équivalait, au point de vue magnétique, à un navire dont on essayait de compenser l'action perturbatrice au moyen de la seconde méthode indiquée (méthode de réglage sans correcteurs).

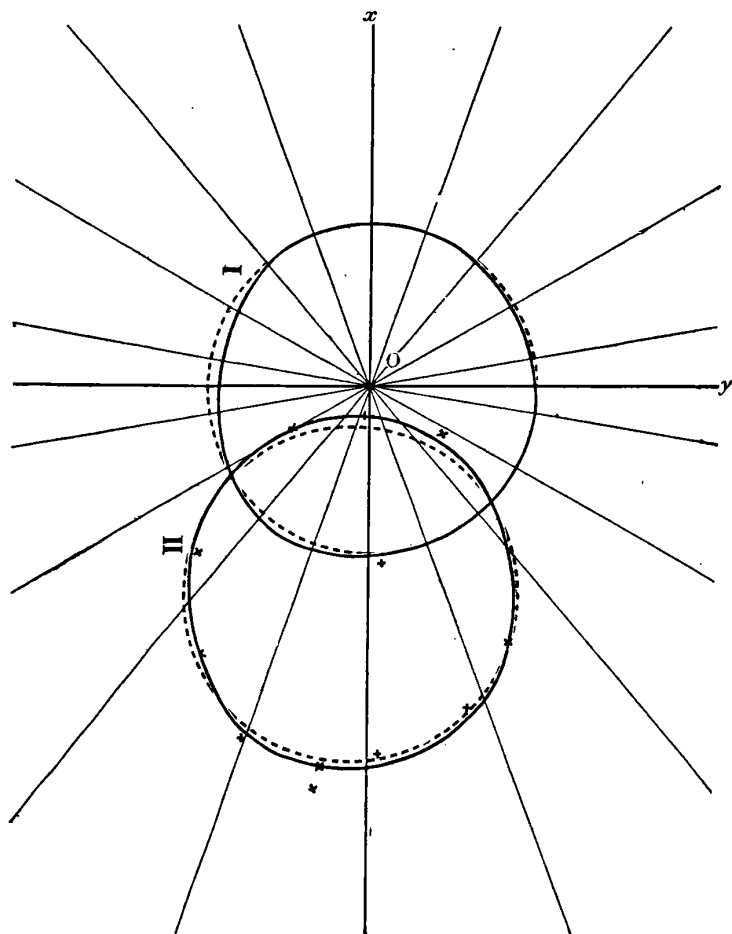


FIG. 10.

Dans la *fig. 10*, ox et oy sont les positions de zéro des images lumineuses; la courbe I est le lieu géométrique de leur point de croisement quand le champ est uniforme et que la relation (1) est vérifiée (voir plus haut); elle coïncide presque exactement, comme on le voit,

avec un certain cercle de centre O ; les petites irrégularités dans la forme (qui entraînent des erreurs angulaires absolument négligeables) proviennent de légères variations dans la vitesse du moteur, ou de changement de zéro des galvanomètres par suite de trépidations,

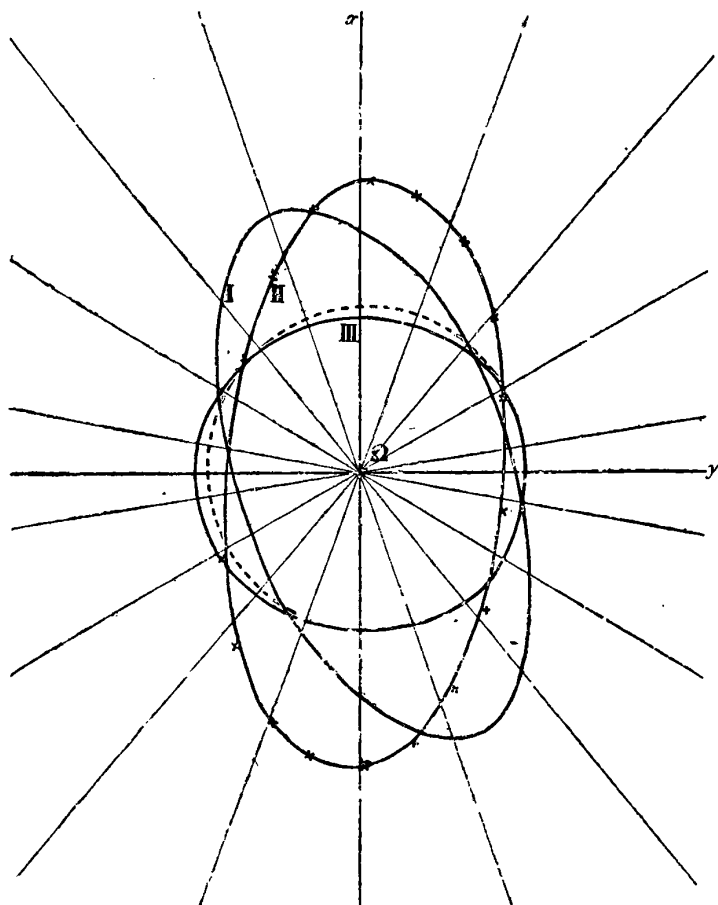


FIG. 11.

chocs, etc. Quand on introduit des aimants, la courbe subit simplement une translation OO' et devient le cercle II.

La courbe I (fig. 11) est le dygogramme du champ terrestre troublé par des sphères dissymétriquement placées par rapport aux balais. On corrige cette dissymétrie en faisant tourner le boisseau du

transmetteur de l'angle — A, ce qui donne le dygogramme II ; pour la courbe I, on a

$$\frac{L - M}{L + M} = 0,34, \quad \delta_m = 20^\circ,$$

et les mêmes valeurs pour la courbe II.

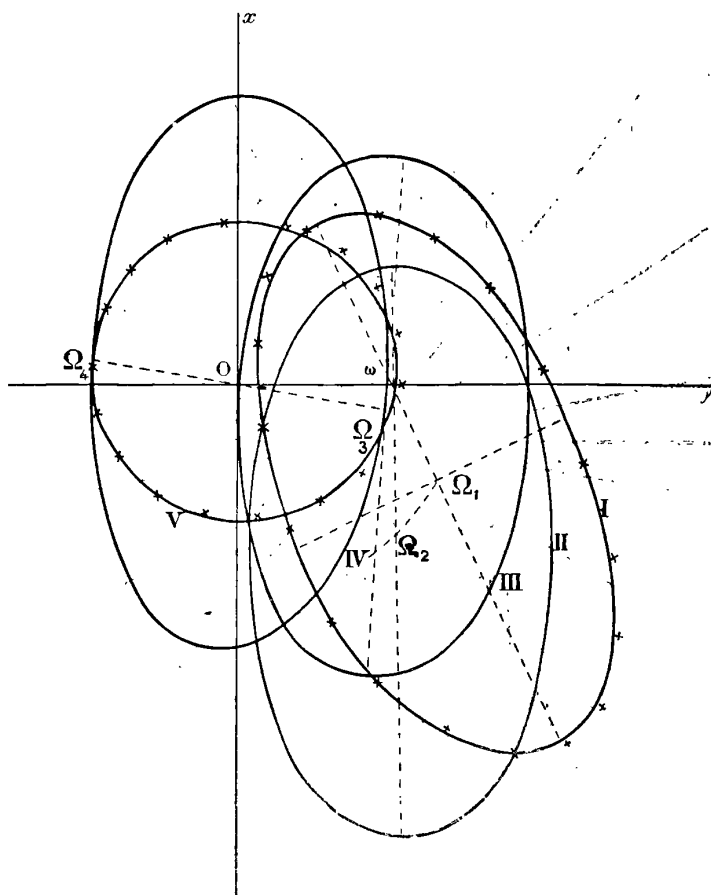


FIG. 12.

En introduisant dans le circuit du galvanomètre à image transversale une résistance convenable, on obtient la courbe III, identique à un cercle, avec le degré d'approximation auquel les mesures *angulaires* doivent être faites. La résistance intercalée et le décalage donné au système des balais compensent donc le système des deux sphères.

La *fig. 12* se rapporte à la compensation par cette méthode d'un système de sphères et d'aimants placés d'une manière quelconque par rapport aux balais. Un premier tour d'horizon donne l'ellipse I; on a

$$\frac{L - M}{L + M} = \frac{36}{116} = 0,310, \quad \delta_m = 18^\circ,$$

δ_m désignant, comme on l'a vu, la déviation maxima due aux *fers doux seuls* (dite quadrangulaire).

L'angle A est égal à -25° .

Le rapport $\frac{M}{L} = 0,52$.

On fait tourner le boisseau du transmetteur de 25° dans le sens des aiguilles d'une montre. On introduit dans le circuit du galvanomètre dont l'axe est parallèle à oy , une résistance telle que la distance de cette image à oy , pour un certain cap, d'ailleurs quelconque, soit réduite dans le rapport de 0,52 à 1. On construit le point Ω_2 , en faisant tourner le point Ω_1 , centre de l'ellipse I, de 25° autour de O, dans le sens des aiguilles d'une montre; on en déduit le point Ω_3 , en prenant sur la parallèle menée par Ω_2 à ox

$$\omega\Omega_3 = 0,52 \cdot \omega\Omega_2;$$

puis on construit enfin le point Ω_4 symétrique de Ω_2 par rapport à O.

On décale les positions de zéro des points lumineux de manière à ce qu'elles se coupent au point Ω_4 . Un tour d'horizon donne alors la courbe V, qui est bien un cercle centré sur la rose.

Fig. 13 : dygogramme du champ en un point de la plate-forme sur laquelle est installé le compas étalon du cuirassé *Patrie*. Le point choisi est hors de l'axe du bâtiment.

D'ailleurs la dissymétrie des fers doux constatée sur ce dygogramme ainsi que sur ceux qui suivent n'est pas la dissymétrie réelle, car dans les expériences, faites rapidement pour obtenir des indications sur le champ magnétique en divers endroits du bord au point de vue de la grandeur des forces F_2 et F_3 , le transmetteur était placé de manière qu'une des paires de contacts sur le collecteur fût sensiblement dans un plan parallèle au plan de symétrie longitudinal, mais sans qu'aucune précaution ait été prise pour réaliser rigoureusement cette condition.

La déviation quadrantale sur cette plate-forme a été trouvée égale à $7^{\circ},5$:

$$\sin \delta_m = \frac{44 - 33,7}{44 + 33,7} = 0,132, \quad \delta_m = 7^{\circ},5.$$

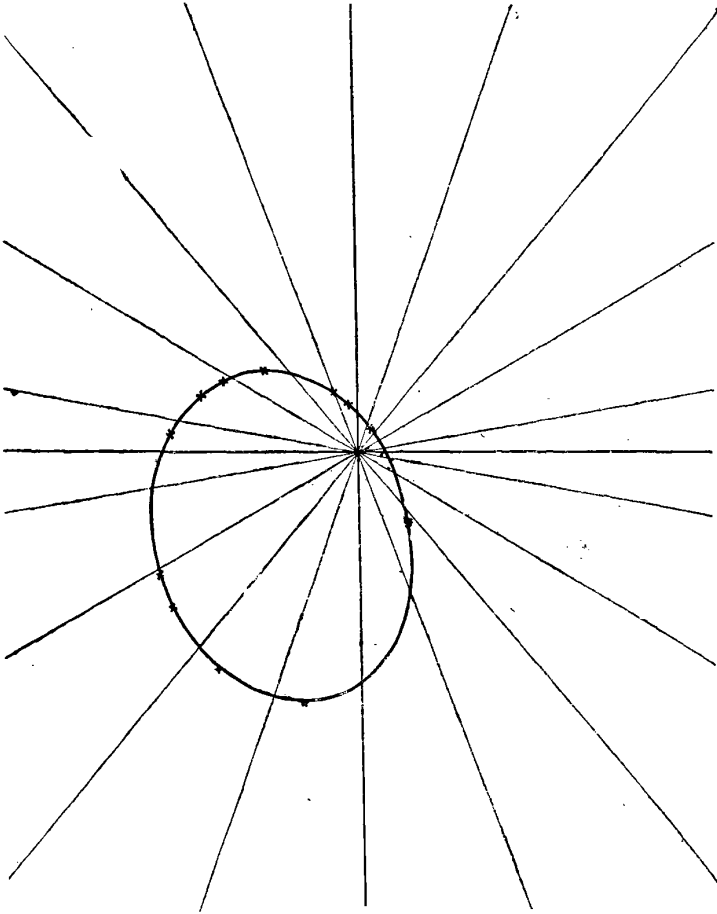


FIG. 13.

Bien que ce soit l'endroit du bord le plus favorable pour installer un compas en temps de paix, on voit que, à certains caps, la force directrice n'est que le $\frac{1}{10}$ de ce qu'elle est à d'autres caps ; la position d'équilibre d'une rose magnétique serait donc assurée beaucoup

moins bien à certains caps qu'à d'autres, si l'on ne compensait pas.

Fig. 14, 15, 16 : dygogrammes de la cale à eau de réserve, obtenus avec des vitesses croissantes du moteur. Ce sont des ellipses homothétiques.

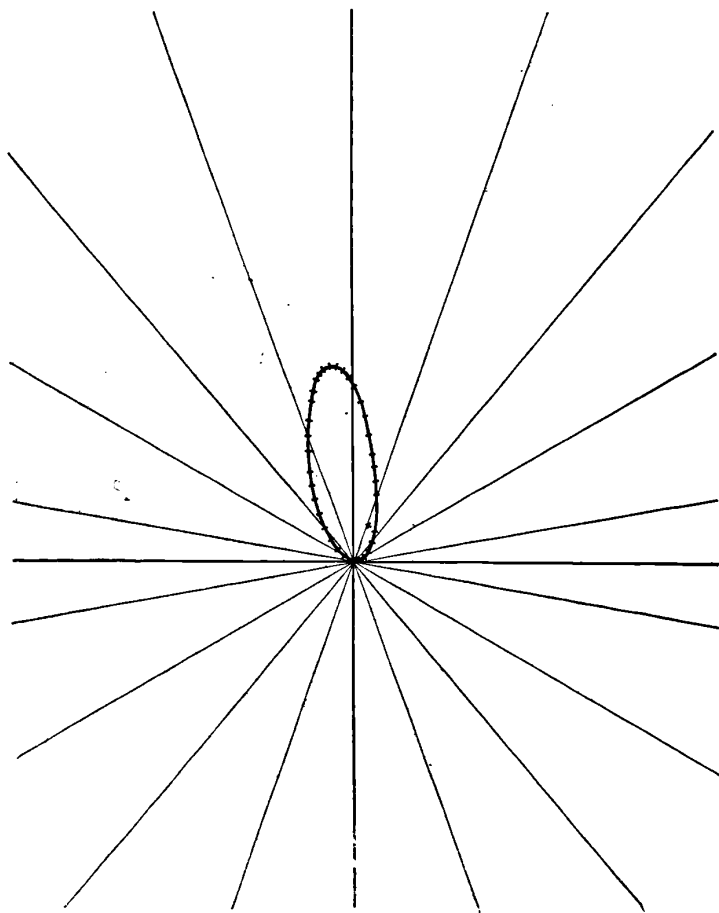


FIG. 14.

Toutes donnent la même déviation quadrantale maxima :

$$\sin \delta_m = 0,5, \quad \delta_m = 30^\circ,$$

à $\frac{1}{2}$ degré près. L'aimantation permanente (ou due à l'induction ver-

tiqale des fers doux) est très grande; le centre de la rose étant à l'extérieur de l'ellipse, le champ magnétique ne fait pas un tour quand le navire fait un tour d'horizon; une rose magnétique placée

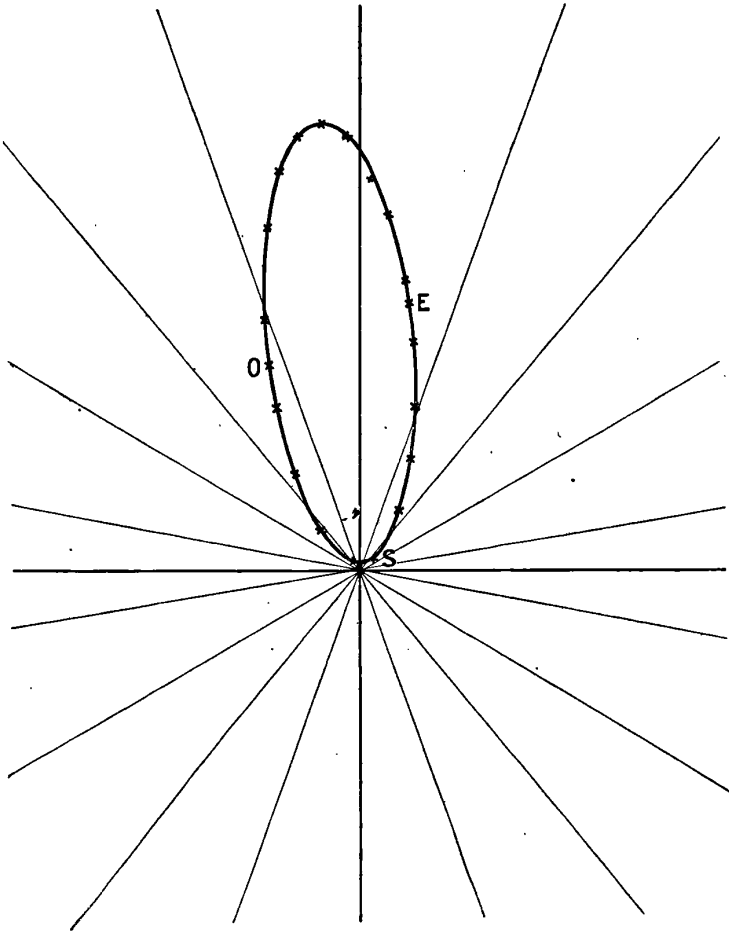


FIG. 15.

en cet endroit ne prendrait que des positions comprises entre les tangentes om et on menées à l'ellipse du point o .

La cale à eau est vers l'avant du navire, en dessous des deux ponts cuirassés; en cet endroit les parois de la cuirasse de ceinture sont assez voisines; aussi la déviation quadrantale est-elle grande.

Fig. 17 : dygogramme du centre du poste central. Ce lieu est, comme la cale à eau, en dessous des deux ponts cuirassés, mais sur l'avant; les parois de la cuirasse sont plus éloignées; la déviation quadrantale maxima est plus faible :

$$\delta_m = 20^{\circ},5.$$

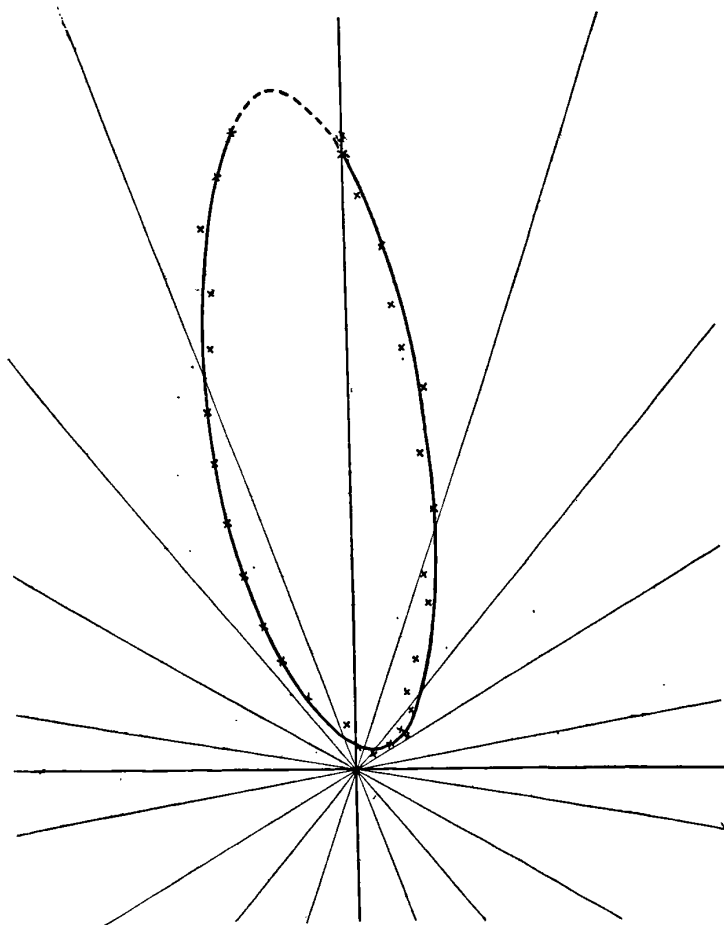


FIG. 16.

La figure 18 se rapporte encore au poste central, mais à l'emplacement du compas qui s'y trouve en temps ordinaire. On retrouve la même valeur de δ_m , comme on pouvait s'y attendre. D'après la table, il faut

placer transversalement deux sphères de 305 millimètres de diamètre, de manière que leurs centres soient à 31 centimètres du centre des bobines tournantes pour compenser cette déviation quadrantale. Après les avoir placées ainsi, nous avons vérifié, par un tour d'horizon (courbe II), que le dygogramme est bien devenu un cercle.

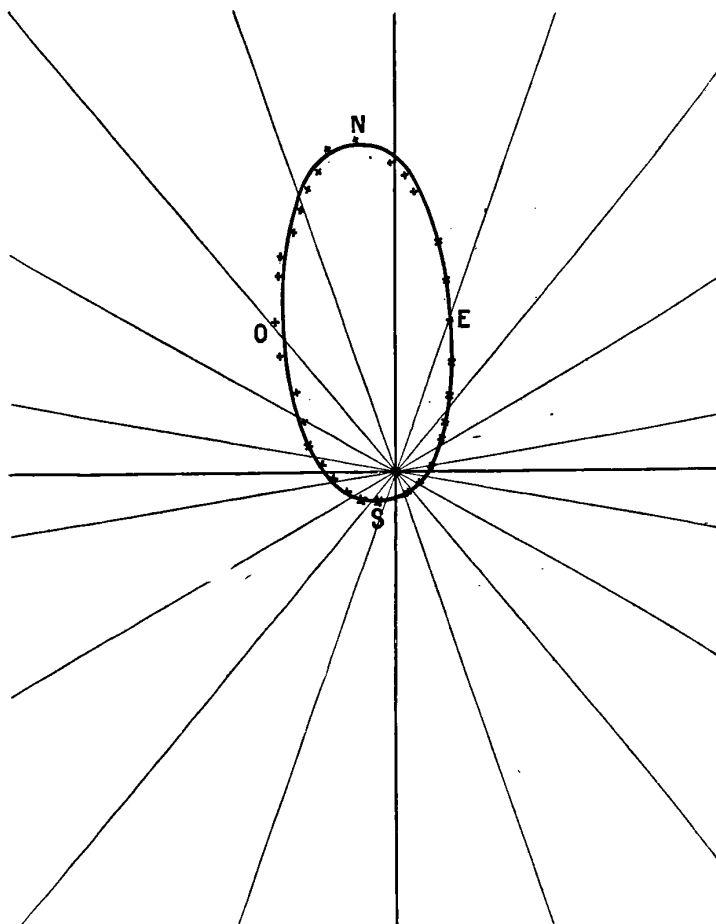


FIG. 17.

Pour achever la compensation, il fallait alors placer des aimants faisant subir au point de croisement lumineux, pour un cap quelconque, la translation $\Omega_2 o$; c'est ce que nous avons fait; mais entre

ce moment-là et celui où le dygogramme a été tracé, il a été procédé à des lancements de torpilles, dont le poste est contigu au poste central; ces torpilles, en acier, représentent des aimants permanents possédant, à cause de leur longueur, un grand moment magnétique;

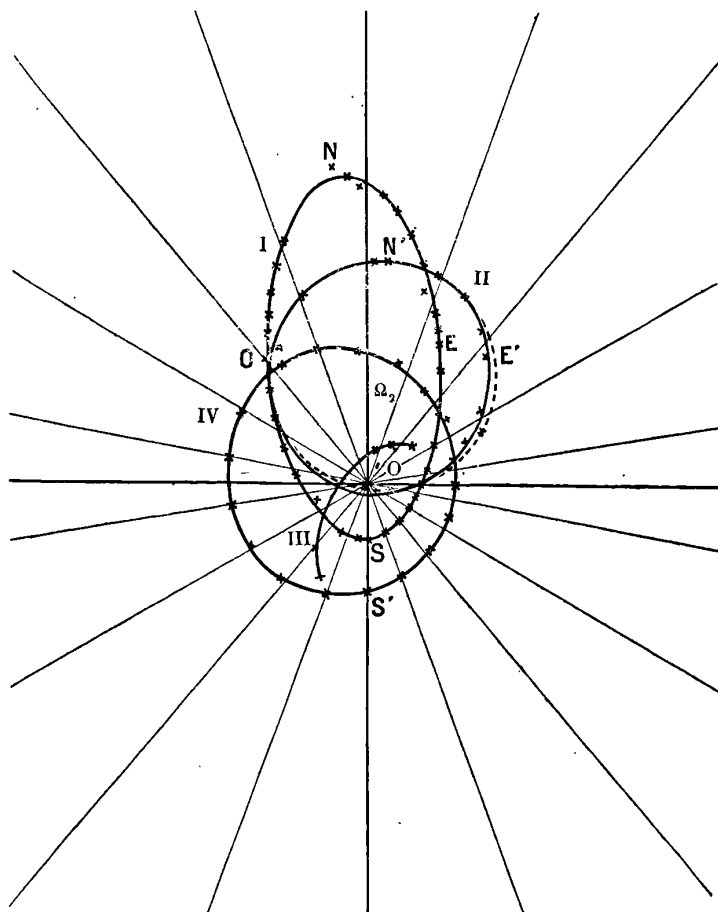


FIG. 18.

leur départ a modifié d'une manière considérable la force F_2 , due à l'aimantation permanente, et le nouveau dygogramme, dont on n'a pu tracer qu'un arc (III), faute d'un tour complet d'horizon, ne s'est nullement trouvé centré sur la rose. Après une nouvelle modification des aimants correcteurs, dont l'effet était d'ailleurs rendu incertain

par ces variations de l'aimantation permanente, nous avons obtenu le dygogramme IV. Il est peu excentré ; donc l'aimantation permanente était sensiblement compensée ; de plus, c'est un cercle égal au cercle II, sur lequel l'arc III pourrait parfaitement se placer par trans-

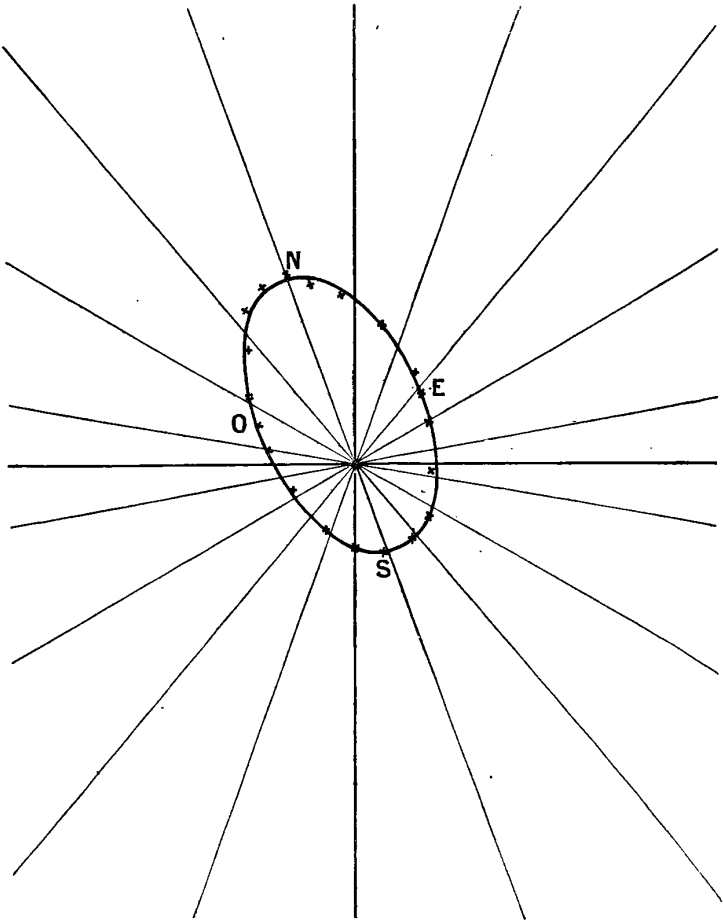


FIG. 19.

lation, ce qui montre que la position inattendue occupée par cet arc vient des modifications de l'aimantation dite permanente (indépendante du cap), et non d'un fonctionnement irrégulier de l'appareil.

La *fig. 19* représente le dygogramme obtenu en plaçant le transmetteur dans un couloir latéral, longeant les chaufferies tribord et con-

duisant à une soute. Cet endroit est au même étage que la cale à eau de réserve et plus voisin du centre du bâtiment que le poste central ; la cuirasse est donc plus éloignée ; on trouve, en effet, une déviation

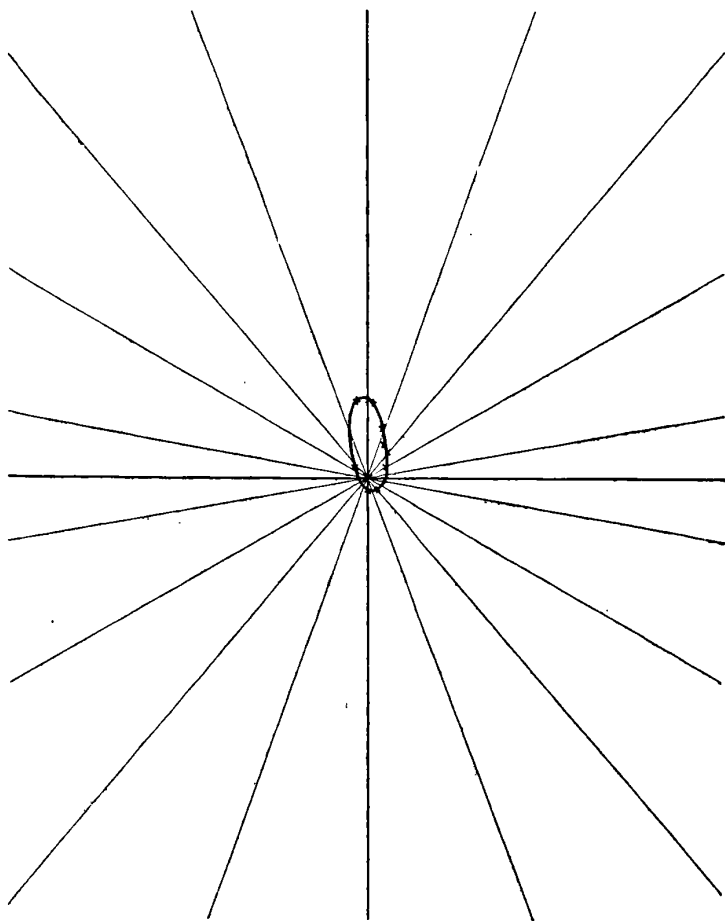


FIG. 20.

quadrantale maxima de 16° :

$$\sin \delta_m = \frac{38,1 - 21,7}{38,1 + 21,7} = 0,27, \quad \delta_m = 16^{\circ}.$$

La dissymétrié des fers doux est plus forte, comme on pouvait s'y attendre. L'aimantation permanente est faible.

Enfin, en plaçant le transmetteur au centre du blockhaus, nous avons obtenu le dygogramme 20, qui donne pour la déviation quadrantale maxima :

$$\delta_m = 27^\circ.$$

En même temps l'aimantation permanente est forte. De plus, cette ellipse est très petite; cela montre que la force directrice moyenne est très faible; en effet, d'après les formules (7), on a

$$F_1 = \frac{r_0}{8NSG} \frac{L + M}{2},$$

$$F_3 = \frac{r_0}{8NSG} \frac{L - M}{2}.$$

F_1 représente la force directrice vers le nord; c'est aussi la force directrice moyenne caractérisant les qualités d'un emplacement au point de vue de la grandeur de la force directrice qui, à tous les caps, une fois la compensation faite, assurera l'orientation d'un compas magnétique qu'on installera en cet endroit. A ce point de vue du reste, il faut introduire non pas la force F_1 elle-même, mais son rapport à la composante horizontale H du champ terrestre; on désigne ce rapport par λ :

$$\lambda = \frac{F_1}{H}.$$

On aura donc

$$\lambda = \frac{r_0}{8NSG} \cdot \frac{1}{H} \cdot \frac{L + M}{2}.$$

Si, dans nos expériences, la vitesse du moteur avait été maintenue rigoureusement constante, du tracé d'un dygogramme à celui d'un autre, nous pourrions, sur ces tracés, relever les valeurs de la quantité $\frac{8NSGH \cdot \lambda}{r_0}$ et par conséquent comparer les valeurs relatives de λ pour les divers points du bord. Mais cela ne nous a pas été possible (à cause des variations du voltage du bord et la disposition du rhéostat de réglage que nous avons à notre usage) avec une précision suffisante pour permettre cette comparaison; toutefois il est clair que la valeur de $\frac{L + M}{2}$ est considérablement plus petite pour le blockhaus que pour les autres points étudiés; la force directrice moyenne vers le nord y est d'environ $\frac{8,5}{35} = \frac{1}{4}$ de ce qu'elle est dans le poste central;

comme la force directrice en ce lieu est déjà à peine suffisante pour bien assurer la position d'équilibre du compas Thomson, il est évident qu'un compas de ce genre, placé dans le blockhaus, serait absolument insensible.

17. De cet exposé des résultats obtenus en quelques jours sur le *Patrie* résulte que l'on peut, avec le compas électromagnétique, faire en très peu de temps l'étude aussi complète que possible du champ magnétique d'un navire. Nous avons également mis en évidence ce fait qu'en dessous des deux ponts cuirassés, la déviation maxima due aux fers doux (quadrantale) va en augmentant quand on se déplace du centre du navire vers l'avant; la force due à l'aimantation permanente et à l'induction dans les fers doux verticaux (déviations semi-circulaires) augmente aussi constamment; elle est dirigée (du moins sur le *Patrie*) vers l'avant. Si l'on remarque qu'en même temps les deux parois de la cuirasse se rapprochent de plus en plus, il semble qu'il faille en conclure que les parties principales, de beaucoup, des forces F_2 et F_3 proviennent de la ceinture cuirassée.

Toutefois des masses magnétiques telles que des torpilles placées dans le voisinage du compas peuvent modifier notablement la force F_2 et produire de brusques perturbations sur un compas que l'on croit compensé. C'est ce que nous avons montré pour le compas du poste central. Dans le cas où il est impossible d'éviter que des masses perturbatrices de ce genre soient dans le voisinage du compas, on voit combien il est nécessaire d'avoir à sa disposition un moyen rapide et commode de vérifier et de rectifier la compensation, sans observations astronomiques ou géographiques. Nous pensons avoir montré que notre appareil fournit ce moyen.

SPECTROPHOTOMÈTRES ET PHOTOMÉTRIE DES SOURCES COLORÉES;

Par M. J. THOVERT.

Principes généraux des spectrophotomètres. — Un spectrophotomètre peut être envisagé comme formé de deux parties : un *champ photométrique*, c'est-à-dire l'ensemble de deux plages contiguës recevant des éclairagements distincts, et un système spectroscopique servant d'oculaire pour observer le champ photométrique dans les radiations dispersées.

Dans la plupart des instruments employés actuellement, c'est la fente collimatrice d'un spectroscopie qui joue le rôle de champ photométrique; on y détermine les régions d'éclairagements distincts par l'intervention de prismes séparateurs convenables. Pour la comparaison des spectres, images de ce champ, on a fait intervenir dans certains cas des phénomènes d'interférence; on introduit ainsi un élément de précision dans la mesure par une utilisation de l'acuité visuelle assez analogue à celle qu'on en fait dans les photomètres à contraste si appréciés dans la photométrie technique. Mais la production de ces phénomènes entraîne une complication du système optique fort préjudiciable à la clarté; aussi, dans les instruments usuels, on se contente aujourd'hui de comparer des portions limitées des spectres juxtaposés. Si l'ouverture limitant les régions spectrales comparées est conjuguée de la fente collimatrice, et si la dispersion est assez forte, on peut dire que le champ examiné est *unichrome*. Il faut ajouter que le spectroscopie ainsi employé se complique d'un système de graduation d'éclairagement, généralement un ensemble de nicols polariseur et analyseur.

Il est facile aussi d'examiner un champ photométrique quelconque, d'un photomètre usuel Foucault ou Bunsen par exemple, en teinte uniforme; il suffit de regarder dans un spectroscopie ordinaire en enlevant l'oculaire de la lunette et plaçant l'œil dans le plan conjugué de la fente du collimateur dirigé vers le champ photométrique; avec une lentille supplémentaire on peut, dans tous les cas, amener une image de ce champ à distance convenable de vision dans le spectroscopie. On verra le champ *unichrome*.

Si par exemple on place contre la fente collimatrice une lentille de foyer convenable pour former l'image d'un écran de Foucault

dans le plan de l'objectif du collimateur, on retrouve les conditions d'observation du spectrophotomètre employé par Gouy⁽¹⁾ dans ses recherches sur les flammes colorées; on évitera d'ailleurs ainsi le réglage assez délicat du double collimateur de cet instrument.

L'avantage de ce mode d'observation consiste dans la possibilité de conserver une valeur angulaire du champ d'observation unichrome indépendante de la définition spectrale, c'est-à-dire de l'étendue du groupe de radiations concourant à l'éclaircissement du champ visé; de plus l'uniformité de coloration est toujours réalisée, même si on utilise un grand intervalle de longueurs d'ondes; ce qui n'arrive pas dans l'observation de l'image de la fente collimatrice, prise elle-même pour champ photométrique.

Les deux modes d'observation ne diffèrent pas beaucoup quant à la clarté.

Supposons que, dans l'un et l'autre cas, le faisceau reçu par l'œil est limité par la fente collimatrice et par une fente conjuguée dont la largeur correspond à un intervalle $\Delta\lambda$ de radiations dispersées. L'éclat des images rétinienne est proportionnel à cet intervalle $\Delta\lambda$ et à la surface de la pupille utilisée.

Dans le cas du champ photométrique extérieur au spectroscope, l'œil est placé contre la fente focale conjuguée; on pourra toujours utiliser la dimension maxima de la pupille dans le sens de la hauteur; quant à la dimension de la fente dans le sens de l'allongement du spectre, elle est exprimée par la formule $F \cdot \alpha' \cdot \Delta\lambda$, en désignant par F la distance focale de l'objectif, α' la dérivée par rapport à λ de la déviation dans le système dispersif. On peut dire que, pour un intervalle $\Delta\lambda$ donné, la clarté, proportionnelle à $F \cdot \alpha' \cdot \Delta\lambda$ augmente en proportion de l'étendue linéaire du spectre — autant que la fente focale conserve une largeur, $F \cdot \alpha' \cdot \Delta\lambda$, inférieure à la dimension maxima utilisable sur la pupille, dimension qui correspond au maximum de clarté.

Lorsque les éclaircissements à comparer sont juxtaposés sur la fente collimatrice, la diaphragmation de la pupille est réglée par l'anneau oculaire de la lunette du spectroscope, ou plus exactement par l'image oculaire de l'ouverture du système dispersif. Dans le sens de la hauteur, cette image sera généralement aussi grande que la pupille; dans le sens de l'allongement du spectre, cela n'arrivera que si

(1) Gouy, *J. de Phys.*, 1^{re} série, t. IX, p. 19; 1880.

l'oculaire est de faible puissance; la clarté alors serait dans tous les cas maxima; mais il est facile de voir qu'on n'aura d'avantage sur le mode d'observation précédent que par une réduction difficilement utilisable de l'angle du champ observé.

Désignons par o la valeur angulaire du diamètre utilisé de l'appareil dispersif dans le sens de l'allongement du spectre, par f la longueur focale de l'oculaire; le produit $f \cdot o$ mesure, dans ce sens, la diaphragmation de l'œil, et par suite la clarté. L'angle ω sous lequel on regarde la fente conjuguée unichrome, de largeur $F \cdot \alpha' \cdot \Delta\lambda$, a pour expression :

$$\omega = \frac{F \cdot \alpha' \cdot \Delta\lambda}{f}$$

Cette relation conduit à une expression de la diaphragmation de l'œil sous la forme :

$$\frac{o}{\omega} \cdot F \cdot \alpha' \cdot \Delta\lambda$$

qui ne diffère de celle du premier cas examiné que par le facteur $\frac{o}{\omega}$.

L'ouverture o joue, dans le premier cas, le rôle d'ouverture du champ d'observation, dans les instruments le plus couramment employés elle ne dépasse pas $\frac{1}{30}$. On n'aura davantage de clarté en regardant l'image de la fente collimatrice que si cette image est vue sous un angle inférieur à $\frac{1}{30}$.

La pratique des polarimètres montre qu'avec les éclaircissements relativement faibles qui conviennent à la précision des observations photométriques, il serait difficile de faire décroître la valeur angulaire du champ observé au-dessous de ce chiffre. Les deux procédés d'observations spectrophotométriques à champ unichrome semblent donc à peu près équivalents au point de vue de la clarté, abstraction faite des pertes de lumière par absorption et réflexion.

Photomètre à polarisation. — Pour adapter un spectroscopie ordinaire aux observations spectrophotométriques, M. Jobin a construit sur mes indications un photomètre à polarisation très simple dont la constitution schématique est représentée par la *fig. 1*. Le champ photométrique est obtenu avec un prisme de verre P, qui transmet dans la direction PX de l'observateur un éclaircissement venu latéralement, puis réfléchi sur la face inclinée à 45°, et l'éclaircissement

de comparaison traversant directement la partie du prisme à faces parallèles. Pour comparer les *éclaircements*, on interpose un verre dépoli contre les faces antérieures du prisme; si on compare seulement l'éclat des sources, une lentille C concentre la lumière sur le diaphragme d'observation, oculaire L, ou fente d'un spectroscopie. L'arête de l'angle obtus du prisme peut être très vive et dans le champ éclairé, on verra disparaître complètement la limite des éclaircements au moment de l'égalisation; c'est une condition très favorable à la précision des observations en lumière monochrome; on le sait par l'exemple des polarimètres à pénombre.

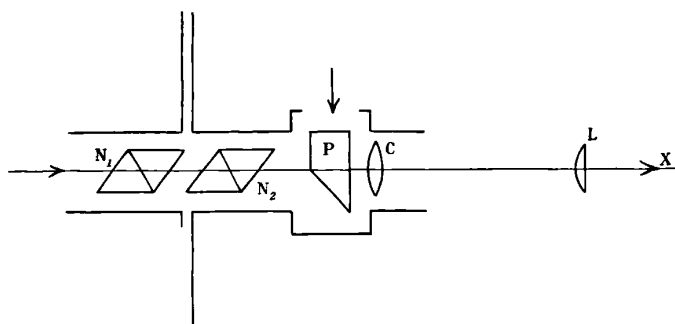


FIG. 1.

L'instrument est complété par un système de deux nicols N_1 , N_2 ; le nicol antérieur mobile entraîne une alidade devant un cercle gradué. Il est avantageux d'orienter le plan de polarisation de la lumière émergente perpendiculairement au plan d'incidence du système dispersif que l'on voudra utiliser au delà.

En L, on place soit un oculaire pour faire de la photométrie en lumière totale, soit une lentille convenable pour la réalisation de l'un des modes d'observation du champ unichrome. Cette lentille pourra projeter l'arête de séparation du champ photométrique sur la fente collimatrice du spectroscopie, et dans la lunette ordinaire on verra juxtaposés les spectres des deux éclaircements; la limite qui les sépare sera invisible lorsqu'il y aura égalité d'éclat. On pourra aussi, de préférence, amener la fente collimatrice du spectroscopie contre cette lentille dont le foyer sera choisi pour former l'image du champ photométrique sur l'objectif du collimateur, ou plus généralement à distance de vision distincte avant le plan conjugué de la fente colli-

matrice. L'oculaire de la lunette du spectroscope étant enlevé, on placera dans le plan focal un petit diaphragme rectangulaire, de dimensions un peu plus faibles que la pupille, et l'œil placé contre ce diaphragme verra le champ photométrique unichrome. Si le spectroscope n'est pas à déviation constante, ou si le déplacement de la lunette n'est pas gradué, il faudra porter le diaphragme sur une coulisse graduée pour repérer la couleur observée dans le spectre.

Photométrie des sources colorées. Définitions. — Les observations spectrophotométriques deviendront sans doute de plus en plus rares dans les recherches physiques; on sait rendre assez sensibles les dispositifs de mesure d'énergie totale de chaque radiation, même de celles qui donnent la sensation lumineuse, pour préférer les résultats de ces mesures objectives à ceux, toujours plus incertains, des observations subjectives faites avec les spectrophotomètres.

Ces instruments pourront cependant jouer un rôle important dans le domaine de la photométrie technique. Les progrès de l'éclairage artificiel sont nécessairement orientés vers la découverte des sources *colorées*; la comparaison sur des écrans blancs des éclairagements de ces sources à ceux des étalons de lumière adoptés est dépourvue de toute signification; elle ne peut pas déceler par exemple le défaut *absolu* de coloration rouge dans la lumière de l'arc au mercure. Dans l'état actuel des définitions photométriques, il est impossible de caractériser numériquement la valeur des sources colorées pour les applications générales, soit la visibilité des formes, soit la visibilité des couleurs. On est donc appelé nécessairement à prévoir une introduction de l'analyse des radiations dans les comparaisons d'éclairage. Le spectrophotomètre sera l'instrument nécessaire à ces comparaisons.

L'introduction de nouvelles définitions photométriques peut être envisagée en principe sous la forme suivante :

Le spectrophotomètre fera connaître la courbe des intensités I_λ de la source étudiée relativement à l'étalon. Pour déduire de cette courbe une donnée numérique caractérisant la valeur de l'éclairage total, il faudra introduire un *coefficient d'utilisation*, e_λ , caractéristique de la radiation λ dans l'étalon employé pour une application générale de l'éclairage. On définira ensuite une *intensité efficace* de la source étudiée par la formule :

$$I_e = \int e_\lambda I_\lambda d\lambda.$$

les coefficients e_λ ayant été réduits en proportion telle que :

$$\int e_\lambda d\lambda = 1.$$

Le coefficient e_λ pourra être défini en vue de l'utilisation de l'éclairage à la visibilité des formes. On l'obtiendra par l'observation de l'éclairement nécessaire à l'exercice d'une acuité visuelle donnée. Par exemple, en introduisant dans le champ photométrique d'un spectrophotomètre un réseau correspondant à une acuité visuelle moyenne, on réduira l'éclairement de l'étalon jusqu'à la limite de visibilité pour la radiation λ ,

L'inverse ϵ_λ de cet éclairement fournit un nombre proportionnel au coefficient d'utilisation qui se calcule par la formule :

$$e_\lambda = \frac{\epsilon_\lambda}{\int \epsilon_\lambda d\lambda}.$$

On passe du coefficient d'utilisation e_λ ainsi défini pour un étalon primaire, au coefficient e'_λ défini de la même façon pour un étalon secondaire, à l'aide seulement de la détermination des intensités E_λ de l'étalon secondaire en fonction de l'étalon primaire.

On a en effet la suite des égalités :

$$e'_\lambda = \frac{\epsilon'_\lambda}{\int \epsilon'_\lambda d\lambda} = \frac{\epsilon_\lambda E_\lambda}{\int \epsilon_\lambda E_\lambda d\lambda} = \frac{e_\lambda E_\lambda}{\int e_\lambda E_\lambda d\lambda} = \frac{e_\lambda E_\lambda}{E_e}$$

E_e désignant l'intensité efficace de l'étalon secondaire en fonction de l'étalon primaire. On peut contrôler la valeur calculée par une mesure directe de l'acuité visuelle avec le second étalon.

L'intensité efficace I'_e d'une source en fonction de l'étalon secondaire est liée à l'intensité efficace I_e , exprimée en fonction de l'étalon primaire par la relation, facile à établir,

$$I'_e = \frac{I_e}{E_e}.$$

La valeur de la source pour la vision colorée peut s'évaluer par les rapports $\frac{I_\lambda}{I_e}$; suivant que ce rapport est supérieur ou inférieur à l'unité, la couleur λ est en excès ou en défaut dans la source consi-

dérée, relativement à l'étalon. Il ne semble guère utile de chercher une combinaison de ces rapports pour exprimer la couleur de l'éclaircissement total ; c'est une propriété qu'il est facile d'établir par une observation directe, il importe seulement que la courbe du rapport $\frac{I_\lambda}{I_e}$, fasse connaître les *défauts* de couleur.

Ces définitions présentées ici sous leur aspect général seraient d'une réalisation assez pénible dans la pratique ; je montrerai plus loin une forme d'application très simplifiée.

Il n'est guère besoin d'insister sur l'intérêt qu'il y aurait à rapporter les définitions précédentes à un étalon de lumière dont la composition serait aussi voisine que possible de la lumière solaire. A ce point de vue, il semble que, parmi les sources bien définies réalisées jusqu'à ce jour, l'étalon Violle, au platine, est le plus avantageux.

D'ailleurs, les coefficients d'utilisation ne peuvent en tous cas exister que d'une façon conventionnelle ; leur emploi est subordonné à une entente fixant des nombres choisis parmi les résultats obtenus dans des séries de recherches effectuées en vue de ces définitions. Ces recherches peuvent être entreprises avec un étalon quelconque ; il sera toujours facile de traduire les résultats en fonction d'un autre étalon avec les données spectrophotométriques relatives aux deux étalons.

Spectrophotomètre technique. — Pour l'usage technique il ne sera pas nécessaire de rechercher dans le spectrophotomètre une définition spectrale étroite ; la qualité essentielle de l'instrument devra être la clarté pour s'adapter aux conditions habituelles de comparaison des sources d'intensité très diverses et de surface éclairante plus ou moins grande.

J'ai organisé avec la collaboration de M. Jobin un instrument très simple pour la mesure des intensités lumineuses en champ unichrome ; il s'emploie sur les bancs photométriques usuels, comme les photomètres à prisme ou à contraste.

Un double prisme à réflexion totale, PP' (*fig. 2*), juxtapose sur un verre dépoli E les éclaircissements des deux sources comparées arrivant latéralement. Les rayons diffusés passent par la fente collimatrice F et traversent ensuite la lentille objective L, puis un prisme dispersif quintuple C disposé pour ramener les rayons dispersés dans la direction antérieure.

Dans le plan conjugué de la fente F , un diaphragme oculaire O est porté sur un chariot repéré par rapport à une graduation en longueurs d'ondes ; l'ouverture de ce diaphragme est laissée aussi grande qu'on le peut en dessous du diamètre pupillaire. Avec une distance de 50 centimètres entre le prisme et le diaphragme oculaire,

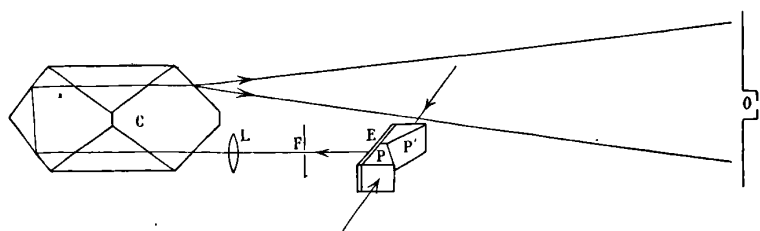


FIG. 2.

celui-ci n'utilise dans le jaune moyen qu'un intervalle de longueurs d'ondes de 10 à 15 $\mu\mu$. L'appareil ainsi constitué est assez clair pour permettre des observations entre des sources dont l'intensité est de l'ordre de la carcel, séparées par une distance de 3 mètres. Cependant pour les radiations de longueurs d'ondes inférieures à 0 μ ,500, la forte dispersion et la faible sensibilité de l'œil dans le violet rendent utile le remplacement du diaphragme oculaire par une petite lunette à faible grossissement qui rassemble dans l'œil les radiations étalées sur une longueur réelle de spectre 2 à 3 fois plus grande ; mais cette étendue plus grande du spectre ne comprend pas dans cette région un intervalle de longueurs d'ondes supérieur à celui cité plus haut.

Je pense d'ailleurs qu'il serait suffisant pour la pratique de limiter l'analyse spectrale à des éléments beaucoup plus larges. Un allongement moitié moindre de l'instrument suffirait à la subdivision du spectre en dix parties par exemple, et la clarté générale serait environ quadruplée.

Je noterai ici que, pour la simplification des calculs de sommation, il est commode de faire les comparaisons successives d'éclairement avec des groupes de radiations qui s'échelonnent sur toute l'étendue du spectre sans intervalle ni superposition. Cette façon d'opérer est d'ailleurs la seule exacte dans le cas où l'une des sources a un spectre discontinu.

Photométrie trichrome. — Même avec une décomposition du spectre

réduite à dix parties on trouvera sans doute l'opération spectrophotométrique encore trop pénible pour être généralisée. On pourra peut-être se contenter d'une technique plus simple en utilisant l'instrument suivant, que j'appellerai un oculaire trichrome, construit également par M. Jobin. Il consiste essentiellement (*fig. 3*) en un petit spectroscopie à vision directe assez court pour que le spectre n'ait pas plus de 6 millimètres de longueur. Un tirage est ménagé pour que l'image du champ photométrique éloigné de 20 centimètres environ de la fente F , vienne se faire sur l'objectif L_2 . Le diaphragme oculaire O est placé devant une lentille l reportant l'image virtuelle du champ à distance de vision distincte. L'instrument placé devant un champ photométrique fonctionne donc comme un oculaire sans grossissement, et peut être adapté à la vision d'un photomètre quelconque.

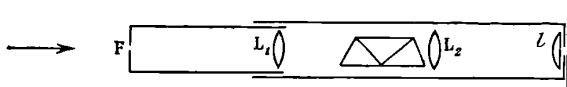


FIG. 3.

Le diaphragme oculaire comprend trois ouvertures pratiquées dans une lame coulissante et découpées de telle façon que lorsqu'on les amène dans le spectre elles englobent *successivement* :

- a) les radiations violettes jusqu'à $0^{\text{r}},49$;
- b) les radiations vertes entre $0^{\text{r}},49$ et $0^{\text{r}},58$;
- c) les radiations rouges au delà de $0^{\text{r}},58$.

On a ainsi à sa disposition le moyen de faire l'analyse *exacte et complète* de l'éclairement en trois colorations qui correspondent à peu près aux trois sensations fondamentales utilisées dans la synthèse des couleurs.

Cette analyse si grossière ne sera peut-être pas toujours suffisante pour assurer rigoureusement l'identité de colorations aux deux parties d'un champ photométrique éclairées par des sources de compositions très différentes; les sensations resteront cependant assez voisines dans la plupart des cas pour assurer une bonne approximation dans l'égalisation des éclaircissements.

Les définitions exposées précédemment s'appliqueraient avec beaucoup de simplicité dans le cas de cette analyse en trois parties. Les coefficients d'utilisation conventionnels réduits à trois, α , β , γ , con-

CLAUDE. — SÉPARATION PROGRESSIVE DES ÉLÉMENTS DE L'AIR 843
duiraient, après la mesure des trois intensités relatives A, B, C, au
calcul de l'intensité efficace par la formule :

$$I = A\alpha + B\beta + C\gamma$$

et les rapports :

$$\frac{A}{I}, \frac{B}{I}, \frac{C}{I}$$

marqueraient dans un groupement facile à saisir la valeur de la source
pour la vision des couleurs.

Je ne donne pas ici de résultats d'observations à l'appui des pro-
positions énoncées. Une contribution exclusivement personnelle dans
un sujet où la partie subjective dépend essentiellement de l'observa-
teur n'a qu'un minime intérêt. J'ai préféré signaler, avant même
d'apporter des chiffres, la voie expérimentale qui me paraît suscep-
tible de perfectionner la technique photométrique et solliciter des
recherches dans cette voie, toute décision quant à son utilisation
paraissant subordonnée à la discussion de résultats nombreux et
variés.

**APPAREIL A L'USAGE DES LABORATOIRES POUR LA CONDENSATION ET LA
SÉPARATION PROGRESSIVE DES ÉLÉMENTS DE L'AIR⁽¹⁾;**

PAR M. GEORGES CLAUDE.

Ayant réussi ces temps derniers à appliquer dans de bonnes con-
ditions la détente avec travail extérieur à des machines à air liquide
de faible puissance, il m'a paru intéressant d'en profiter pour com-
biner un appareil susceptible de rendre aux recherches scientifiques
des services très variés.

La figure 1 donne le schéma de l'appareil. La première impression
est évidemment celle d'un ensemble assez complexe : Si les services
possibles de l'appareil sont fort multiples, les robinets et les tuyaux
ne l'apparaissent pas moins.

Heureusement, toute cette complication est plus apparente que
réelle. Toute la partie de gauche est relative à l'entretien du froid
par détente compound : l'air comprimé à traiter se dessèche en C, se

(¹) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 7 mai 1909.

refroidit dans les échangeurs D et E, se détend en I, provoque en J la liquéfaction sous pression d'une partie de l'air comprimé ; en réalité les différents rôles que l'appareil est apte à jouer sont concentrés dans l'appareil de séparation proprement dit, représenté à part (*fig. 2*).

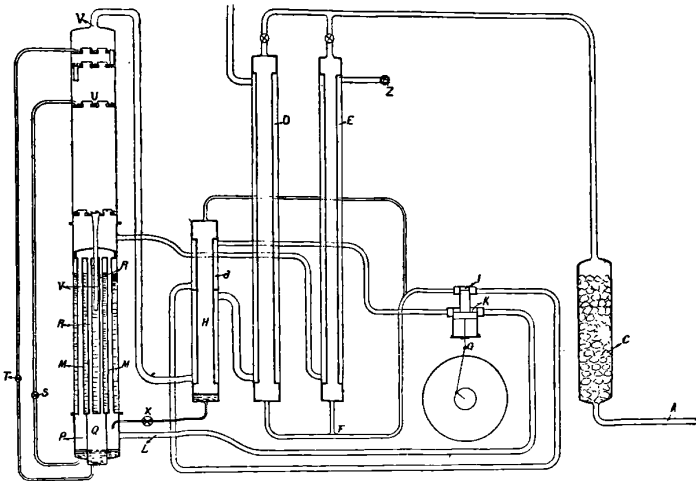


FIG. 1.

Bien entendu, j'ai appliqué dans tous ses raffinements dans cet appareilla méthode qui m'est propre et qui, grâce au retour en arrière, réalise la séparation progressive des éléments de l'air pendant le cours même de la liquéfaction. Cette séparation s'effectue, en effet, avec une telle exactitude que non seulement l'azote succède à l'oxygène dans la condensation, mais que le néon, l'hydrogène et l'hélium succèdent eux-mêmes à l'azote, malgré leur infime proportion dans l'air et sont recueillis à l'état de résidus gazeux à la fin de la condensation. Je ne sais comment s'accommodera de la chose le professeur Dewar qui, en une circonstance récente, alléguait, à ma stupéfaction, que personne ne lui avait encore prouvé l'inexactitude de sa théorie de la liquéfaction simultanée.

Amené par sa deuxième détente dans le cylindre K de la machine (*fig. 1*) à sa température de liquéfaction, l'air à traiter pénètre par L et sous une pression d'environ 4 atmosphères dans le système tubulaire de l'appareil de condensation. Là (voir *fig. 2*) il provoque la vaporisation de l'oxygène liquide de M en subissant lui-même la liquéfaction en deux parties caractéristiques de mes procédés. Le collec-

SÉPARATION PROGRESSIVE DES ÉLÉMENTS DE L'AIR 845

teur P reçoit le liquide formé par retour en arrière dans le faisceau F_1 , liquide à 35 0/0 environ contenant tout l'oxygène de l'air traité; le collecteur Q reçoit l'azote liquide formé de haut en bas en F_2 . Ces deux

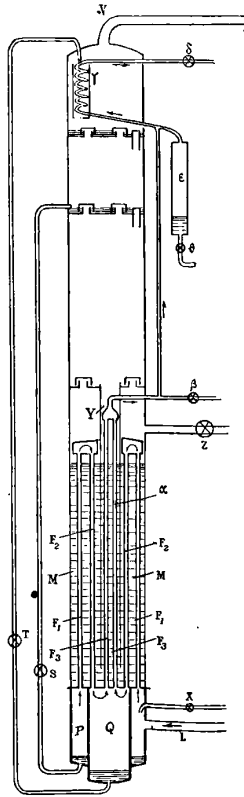


FIG. 2.

liquides, remontés à mesure de leur production par les robinets S et T et déversés, le premier vers le milieu, le second au sommet de la colonne, servent à rectifier, à ramener dans le vaporiseur l'oxygène vaporisé qui monte dans la colonne et qui est ainsi transformé au cours de son ascension en azote à 3 ou 4 0/0; c'est donc de l'azote presque pur qui sort en haut de l'appareil tandis qu'une partie de l'oxygène vaporisé sort à l'état de pureté en Z et constitue l'un des produits de fabrication. La quantité d'oxygène ainsi recueilli n'est pas moindre de 10 mètres cubes à l'heure, c'est-à-dire que l'appareil peut

fournir 250 mètres cubes d'oxygène pur par jour et permet par conséquent d'aborder avec une envergure tout à fait respectable l'étude des applications industrielles de l'oxygène.

Jusqu'ici, d'ailleurs, nous n'avons rien trouvé dans l'appareil qui le différencie de mes appareils industriels courants. Il est capable de fournir l'air liquide, l'oxygène liquide et l'oxygène gazeux, mais pas encore l'azote pur, liquide ou gazeux, non plus que les gaz rares. Voici les additions très simples qui l'approprient à sa mission.

Un troisième faisceau F_3 est alimenté de bas en haut avec les gaz qui ont pu parvenir sans se condenser jusqu'au collecteur d'azote liquide et qui par conséquent constituent déjà un résidu de liquéfaction d'où l'oxygène est presque radicalement exclu, mais où, en revanche, doit se trouver la totalité des gaz non condensables. Ce faisceau est immergé, non pas dans l'oxygène liquide comme F_1 et F_2 mais dans le liquide qui s'écoule par Y de la colonne de rectification et qui par conséquent est un peu plus froid, puisque moins évaporé. La faible différence de température permet au gaz ascendant de subir une condensation complémentaire fort notable qui entraîne certainement avec une partie de l'azote la petite quantité d'oxygène qui avait pu parvenir jusque là. Si donc on ouvre légèrement la vanne β , on recueillera par là, à raison de 2 à 3 mètres cubes à l'heure, de l'azote presque rigoureusement exempt d'oxygène titrant effectivement 99,8 0/0 de non absorbable au pyrogallate et ne renfermant comme impureté qu'une proportion infinitésimale de néon et d'hélium, soit $\frac{1}{20}$ 0/0.

Ce gaz pourra donc être fort utile aux recherches de laboratoire à titre d'azote pur ou de gaz inerte.

Jusqu'à présent, nous n'avons soumis le résidu de liquéfaction qu'à la température de l'oxygène liquide presque pur, soit — 183 ou 184°; or nous pouvons faire beaucoup mieux, puisque nous pouvons disposer des — 195° de l'azote liquide. Au lieu de recueillir le résidu par la vanne β , nous pourrions, en conséquence, en fermant cette vanne, le diriger, toujours sous sa pression de 5 atmosphères absolues, vers un système tubulaire γ , immergé sous le jet d'azote liquide du sommet de la colonne. Sous l'action de cette réfrigération énergique, le résidu subit une liquéfaction presque totale compliquée d'un dernier retour en arrière. La presque totalité de l'azote est condensée et ce qui parvient sous forme gazeuse à l'extré-

mité du serpentín est un mélange presque pur de néon, d'hydrogène et d'hélium que l'on recueillera d'une façon continue par l'ouverture convenable du robinet δ .

Cette ouverture est d'ailleurs aisément réglée d'après la densité des gaz reçus, densité qui, avec de l'air atmosphérique pur, n'est pas supérieure, en bon régime, à $\frac{75}{100}$ de celle de l'air.

La quantité de néon et d'hélium qu'on recueille avec cette simplicité et à l'aide de ce petit appareil n'est pas moindre de 1 litre à l'heure. Elle correspond, comme j'ai pu m'en assurer, à la totalité de ce que l'air traité contient de ces gaz. Pour donner une idée de l'intérêt que présente ce procédé d'obtention, je dirai que sir W. Ramsay, l'illustre auteur de la découverte de ces gaz dans l'atmosphère, m'écrivait récemment pour me dire que, faisant de bien intéressantes recherches sur le néon, il n'avait à sa disposition que 10 centimètres cubes de ce gaz qu'il avait pu se procurer à grand'peine par l'ancien procédé de distillation fractionnée, et qu'il serait heureux d'en recevoir de moi un peu plus.

Or, j'ai pu lui en envoyer 10 litres — et 250 litres au professeur Kamerlingh Onnes, qui, la température critique du néon étant de -230° , se propose de constituer avec la quantité que je lui ai envoyée un nouveau cycle de l'appareil merveilleux qu'il a installé au laboratoire cryogène de Leyde.

D'autre part, le liquide qui se condense dans le serpentín γ est de l'azote liquide presque chimiquement pur. Il est reçu comme tel par des purges faites d'heure en heure au robinet θ à raison de 1 à 2 litres à l'heure. Or, au point de vue scientifique, l'obtention de cet azote liquide pur est fort intéressante. Il fournit, en effet, une température de -195° , beaucoup plus basse que celle de l'oxygène liquide et non seulement très basse, mais *constante* et non constamment variable, comme c'est le cas pour l'air liquide, ce qui est évidemment fort précieux. De plus, avec un léger vide, on peut descendre aisément au-dessous de -200° .

J'ajoute, au point de vue de ces très basses températures, d'un intérêt si grand à tant de titres divers, que je ne désespère pas d'adapter la liquéfaction de l'hydrogène à mon appareil en faisant donner d'un seul coup sous forme d'azote liquide les 15 litres de liquide qu'il contient à la liquéfaction, par le procédé de Dewar, d'hydrogène comprimé.

Enfin, pour achever l'énumération des services que peut rendre l'appareil, il suffit de remarquer que les autres gaz rares de l'air, le krypton et le xénon, se concentrent progressivement dans le cul-de-sac constitué par le vaporiseur d'oxygène M et qu'à la fin de l'évaporation on les y retrouvera en totalité, à raison de 1 litre environ de krypton et 10 centimètres cubes de xénon par jour de fonctionnement de l'appareil.

Je mentionnerai cependant, à propos de cette dernière opération, qu'elle n'est pas sans exiger certaines précautions. L'oxygène liquide renferme, en effet, en dissolution, de très petites quantités des parties les plus volatiles des hydrocarbures employés pour le graissage de la machine de détente, en sorte que l'atmosphère qui résulte de l'évaporation à sec d'une certaine quantité d'oxygène liquide est assez souvent violemment explosive.

On voit les services nombreux qu'est susceptible de rendre cet appareil, l'infinité d'études, aussi bien d'ordre scientifique que d'ordre industriel, dont il est en état de fournir le thème : applications industrielles de l'oxygène gazeux, de l'oxygène liquide, de l'azote, recherches de laboratoires sur les basses températures, emploi de l'air liquide comme procédé de dessiccation ou de séparation des gaz, étude de tous les gaz rares, si remarquables par les points d'interrogations nombreux qu'ils posent à la science et qui, capables d'être produits désormais en grandes masses, seront vraisemblablement, en outre, susceptibles d'applications importantes, etc., etc.

Ce sont donc les différents laboratoires d'une université ou d'un établissement scientifique qui pourront être intéressés par la possession d'un semblable appareil et il est probable que cette considération sera de nature à faciliter dans beaucoup de cas son acquisition, comme aussi la décision prise par la Société *l'Air Liquide* — en vue d'encourager l'étude de ces questions et de hâter ainsi l'éclosion des applications — de renoncer à toute redevance sur les appareils de ce type livrés aux laboratoires d'enseignement.

ÉTUDE SUR LES UNITÉS MÉCANIQUES;

Par M. JAMES LAVAUX.

Le système d'unités adopté par le Congrès de Mécanique de 1889 est basé sur le choix du kilogramme poids comme unité de force, d'où dérive le kilogrammètre. Il n'est plus en harmonie avec le système métrique actuel, car la troisième Conférence générale des Poids et Mesures, en 1901, a décidé que le kilogramme étalon serait une unité de masse et non plus de poids, comme on l'a longtemps admis, et elle a refusé de définir, comme unité secondaire de force, le poids du kilogramme. Cela crée une situation très particulière au système des mécaniciens que l'on tend à remplacer peu à peu par des unités C. G. S. M. Guillaume a proposé dans ce but de définir par un article de loi, pour unité légale fondamentale, la mégadyne, comme une force qui imprimerait à la masse du kilogramme une accélération de $10 \frac{\text{m}}{\text{sec}^2}$. On tolérerait à côté l'usage du kilogramme force. Je pense qu'on arriverait mieux par une autre voie.

Les mécaniciens prennent pour valeur de la gravité $g_{\text{Paris}} = 981 \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2}$; la troisième conférence a adopté pour le service des Poids et Mesures, sous le nom de valeur normale, $g_{45^\circ} = 980,665 \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2}$ qui définit le poids normal d'un corps. Pour effectuer la réforme nécessaire des unités mécaniques et en faire un excellent système pratique C. G. S., il suffirait qu'un Congrès de mécaniciens adoptât $G = 10 \frac{\text{m}}{\text{sec}^2}$ pour valeur normale, purement théorique de la gravité, destinée à fixer l'unité de force. Celle-ci serait la mégadyne représentée pratiquement par le poids normal du kilogramme, poids de cette masse pesée au lieu où $G = 10$, qu'on pourrait appeler Lieu Normal de pesée. Outre cette valeur normale, théorique, il faudrait faire choix d'une valeur pratique vraie pour la surface du sol. On pourrait, au lieu de g_{Paris} ou g_{45° , adopter $g = 9,80 \frac{\text{m}}{\text{sec}^2}$. Cela représente une valeur moyenne très satisfaisante qui permettrait des calculs simples, parce qu'elle diffère de la valeur normale exactement de 2 pour cent.

Quant au lieu normal de pesée, il n'existe pas à la surface du sol, on le trouve au sein de la terre. En calculant par la formule de Roche à quelle profondeur g égale 10, on trouve que, sur chaque rayon terrestre, existent deux points où la gravité passe par cette valeur, avant et après avoir atteint son maximum $g = 10,5$ environ. Le Lieu Normal de pesée est donc une surface formée de deux nappes. La première, plus voisine de l'écorce terrestre, est comme la terre sensiblement un ellipsoïde de révolution ($\frac{1}{2}$ axe polaire $p_1 = 6.217.614$ mètres, $\frac{1}{2}$ axe équatorial $e_1 = 6.191.966$ mètres, profondeur moyenne 160 kilomètres environ). La deuxième nappe, plus proche du centre, est aussi assimilable à un ellipsoïde de révolution ($\frac{1}{2}$ axe polaire $p_2 = 4.319.822$ mètres, $\frac{1}{2}$ axe équatorial $e_2 = 4.387.519$ mètres; profondeur moyenne environ 2.000 kilomètres). Le premier de ces ellipsoïdes est allongé suivant la ligne des pôles terrestres (allongement $\frac{p_1 - e_1}{p_1} = \frac{1}{242}$). Le second est aplati comme la terre suivant cette direction (aplatissement $\frac{e_2 - p_2}{e_2} = \frac{1}{65}$) (aplatissement terrestre $\frac{1}{292}$).

Pour définir une unité de force, le choix de ce lieu que chaque observateur trouve sous lui, vaut bien Paris ou la latitude 45° . Il se recommande même par de meilleures raisons, puisqu'ainsi, sans changement de noms ni d'habitudes, presque sans changement de valeur des unités, environ 2 pour cent, on peut faire entrer les unités actuelles dans le système C. G. S., dont elles constitueraient un excellent système pratique qui manque actuellement. Étudions-le. Pour éviter toute ambiguïté, j'affecterai momentanément du mot normal ou de l'initial N qu'on supprimerait plus tard les noms ou les symboles des unités actuelles définies par $g = 9,81$, pour désigner les unités normales correspondant à $G = 10$. Maintenant remarquons que si l'on applique la formule $f = mg$ au kilogramme-force, on a $1 = mg$; la masse du kilogramme est $\frac{1}{g}$ et l'unité naturelle, implicite de masse, est celle de g kilogrammes, soit 9810 grammes

dans le système actuel et 10 kilogrammes ou le myriagramme pour les unités normales. L'idée de prendre le myriagramme pour unité de masse ne paraîtra pas choquante, si l'on remarque que dans le système C. G. S. le gramme, unité théorique, étant un sous-multiple du kilogramme étalon, l'unité pratique peut bien en être un multiple, le myriagramme. Je crois cela préférable au rétablissement du kilogramme par un artifice, tel que l'introduction d'un coefficient de proportionnalité $\frac{1}{G}$, dans l'expression de la force, dans le système pratique ($f = \frac{1}{G} mg$), alors qu'on ne le fait pas pour le système théorique. On arriverait ainsi aux unités suivantes :

UNITÉS NORMALES	UNITÉS ACTUELLES
Force (base) mégadyne représentée pratiq. par le kilog. force normal (N. kg. f.) = 10^6 dynes.	Force (base) kilog. force (Paris) kg. f. = $0,981 \cdot 10^6$ dynes.
Masse (dérivée) myriagramme = 10^4 cgs.	Masse (implicite) masse de 9.810 gr.

Longueur mètre = 10^2 cgs. Temps sec = 1 cgs. Vitesse $\frac{m}{sec} = 10^2$ cgs.

Accélération $\frac{m}{sec^2} = 10^3$ cgs.

Pression N. kg. force ou mégadyne par cm^2 ou barie (M. Guillaume) = 10^6 cgs.	Pression kg. force par $cm^2 = 0,981$ barie = $0,981 \cdot 10^6$ cgs.
Travail hectomégerg ou kilogram- mètre normal (N. kgm) = 10 joules = 10^8 ergs.	Travail kilogrammètre Paris (kgm) = 98,1 mégergs = 9,81 joules = $0,981 \cdot 10^8$ ergs.
Puissance hectomégerg par sec. ou N. kgm. par sec. = 10 watts = 10^8 cgs.	Puissance kilogrammètre par sec. kgm. par sec. = 9,81 watts = $0,981 \cdot 10^8$ cgs.

Pour les puissances industrielles on emploie un multiple de l'unité naturelle.

Poncelet normal ou myriamégerg par sec. = 100 N. kgm. par sec. = 1 kilowatt = 10^{10} cgs.	Poncelet = 100 kgm. par sec. = 981 watts = $0,981 \cdot 10^{10}$ cgs.
---	---

M. E. Hospitalier a proposé le prony (déciponcelet) valant 10 kilogrammètres par seconde auquel correspondrait le prony normal, 10 N. kilogrammètres par seconde = 1 hectowatt = 10^9 ergs par seconde. Quant au cheval-vapeur, le mieux serait de l'abolir. L'unité de l'avenir, pour la puissance mécanique, ne peut être qu'une unité

équivalente à celle des électriciens, le kilowatt, car, avec les progrès de l'électromécanique, on se lassera bientôt de compter en chevaux pour traduire en kilowatts. L'unité de 100 N. kilogrammètres par seconde répond à cette condition. Je l'ai désignée Poncelet normal, on pourrait aussi bien l'appeler Cheval métrique, l'important serait de la définir comme unité industrielle fondamentale de puissance. Si l'on jugeait indispensable de tolérer le cheval-vapeur en attendant sa fin naturelle, la substitution du N. kilogrammètre au kilogrammètre le rapprocherait du but pour lequel il fut créé, en le rendant plus voisin du Horse-Power anglais qu'on lui assimile. Le N. kilogrammètre valant 1,019 kilogrammètre, le cheval de 75 N. kilogrammètres vaudrait 76,425 kilogrammètres, le Horse-Power 76,055 kilogrammètres et le cheval-vapeur actuel 75 kilogrammètres. Le faible écart de ces nombres montre qu'une telle réforme, loin d'apporter le moindre trouble, pourrait passer inaperçue, sauf en ce qui concerne la simplicité des calculs.

Ce système offre d'autres avantages d'ordre théorique. La barie (créée par M. Guillaume) unité de pression des physiciens, mégadyne par centimètre carré, deviendrait l'unité industrielle et prendrait un sens concret, N. kilogramme force par centimètre carré. De même la thermie (créée par M. Lippmann) étant une unité de chaleur équivalente à l'erg, le N. kilogrammètre ou hectomégerg vaudrait l'hectomégathermie ou 10^8 thermies, tandis que le kilogrammètre = $0,981 \cdot 10^8$ thermies. De plus, avec l'usage du kilogrammètre, on avait deux nombres pour représenter l'équivalent mécanique de la chaleur, 425 pour les unités mécanique 416 pour les unités C. G. S. mécaniques ou électriques. Il ne reste que ce dernier nombre avec le N. kilogrammètre.

1 calorie-kilogramme = 425 kilogrammètres = 416 N. kilogrammètres = $416 \cdot 10^8$ ergs = $416 \cdot 10$ joules.

Enfin je ferai remarquer que la représentation pratique de la mégadyne par un poids, force la plus simple à se représenter, la plus comparable dont l'homme puisse disposer, donnerait à ce système une supériorité réelle, sur tout autre issu des seuls principes C. G. S. Mégadyne, hectomégerg, myriamégerg par seconde ou kilowatt ne disent rien à l'esprit sur leur ordre de grandeur, tandis que N. kilogramme-force, N. kilogrammètre, 100 N. kilogrammètres par seconde sont clairs pour tous. C'est l'avantage de ces représentations pratiques des unités théoriques.

Dans ce qui précède, je n'ai voulu envisager que le changement de la valeur normale $g = 9,81$ en $G = 10$, qu'il est seul indispensable de demander aux mécaniciens, pour amener la réforme de leurs unités. Pour éviter toute cause de complications, j'ai conservé à celles-ci leurs anciens noms. Il reste là un point faible pour les physiciens. Les noms kilogramme-force et surtout kilogramme-mètre sont défectueux. Le dernier ne peut attribuer au mot kilogramme que le sens de force et rétablit la confusion entre le poids et la masse. Le premier devrait au moins n'être qu'un seul mot, pour qu'on puisse écrire kilogramforce-mètre et non kilogramme-force-mètre qui aurait un sens tout différent de ce que l'on appelle à tort aujourd'hui kilogrammètre. Il y aurait intérêt, pour sortir définitivement de la confusion que crée le langage actuel à choisir un mot spécial pour désigner le poids normal du gramme (pour $G = 10$).

Gramdyne qui signifie gramforce, mais évite la fusion barbare d'un mot grec avec un mot français pourrait convenir. Par sa terminaison il aurait de plus l'avantage de rappeler la relation de l'unité avec la dyne. Le *gramme* serait la masse, le *gramdyne*, le poids normal ($G = 10$), l'unité pratique de force kilogramme-force normal deviendrait le *kilogramdyne*, et le kilogrammètre normal prendrait le nom logique de *kilogramdyne-mètre*.

C'est aux physiciens, en même temps qu'ils adopteraient la valeur normale $G = 10$, à effectuer une telle réforme du langage, qui ne tarderait pas, je crois, à s'introduire dans les usages des mécaniciens.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE ;

T. XL; 1908.

O.-D. CHWOLSON. — Sur la discontinuité des températures à la limite de deux corps. — P. 1-4.

L'auteur développe quelques considérations générales sur la différence de température de deux milieux.

L. KOLOVRAT. — Sur la discontinuité de température à la limite de deux milieux liquides. — P. 3-14.

L'auteur étudie, au moyen de deux pinces thermoélectriques, la répartition des températures dans une colonne verticale formée de deux liquides superposés. Dans le cas de l'eau surmontée d'huile de vaseline, il a constaté que la couche d'huile immédiatement voisine de l'eau avait une conductibilité thermique légèrement inférieure à celle du reste de l'huile, ce qui peut s'expliquer par la formation d'une émulsion. Dans le cas du mercure et de l'eau, il n'a été possible de révéler aucune discontinuité supérieure aux erreurs d'expériences (l'erreur moyenne des mesures était de l'ordre de $0^{\circ},05$).

W. KOTOVIC. — Sur le rapport des chaleurs spécifiques d'un mélange de plusieurs gaz. — P. 16-19.

L'auteur calcule le rapport $\frac{C}{c}$ des chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant, dans le cas d'un mélange de plusieurs gaz. Il utilise ensuite la formule qu'il obtient pour calculer la vitesse du son dans l'air humide.

P. LEBEDEV. — De la pression de la lumière sur les gaz. — P. 20-21.

L'auteur démontre l'existence d'une pression de la lumière sur les gaz en étudiant les tourbillons qui prennent naissance dans une masse de gaz traversée par un faisceau de rayons lumineux.

E. ROGOVSKY. — Sur le changement du spectre de l'hydrogène sous l'influence de fortes décharges. — P. 37-41.

L'auteur a constaté que, sous l'influence de fortes décharges poursuivies pendant plusieurs heures dans un tube rempli d'hydrogène, les trois raies caractéristiques du gaz disparaissaient pour faire place à un spectre formé de nombreuses raies et de bandes.

A.-R. COLLEY. — Sur la dispersion de l'alcool dans le spectre électrique. P. 121-136.

L'auteur met en œuvre, pour l'alcool éthylique, une méthode qu'il

a déjà employée pour étudier le spectre électrique de l'eau⁽¹⁾. Il publie des tableaux donnant les longueurs d'onde dans l'air des vibrations électriques, les longueurs d'onde de ces mêmes vibrations dans l'alcool et avec les indices de réfraction correspondants. Les résultats relatés sur ces tableaux sont représentés par des courbes en prenant les longueurs d'onde des vibrations dans l'air en abscisses et les indices correspondants en ordonnées. Ces courbes présentent de grandes indentations.

L'auteur a étudié l'influence de l'amortissement des vibrations. Il a constaté que, pour des amortissements plus grands, les indentations sont moins accusées et que les maximums d'indices se déplacent vers les petites longueurs d'onde.

La dernière partie de ce mémoire est consacrée à l'étude de l'influence de la concentration en alcool pour diverses températures.

M.-N. PILCIKOV. — Sur la polarisation de la lumière diffuse. — P. 165-167.

L'auteur a fait des expériences qui lui permettent d'expliquer pourquoi la polarisation de la lumière du ciel avait disparu pendant l'éclipse totale de Soleil de 1905.

PRINCE B. GALITZINE. — Sur le spectroscope à échelons de Michelson.
P. 168-186.

Théorie élémentaire du spectromètre et description de ses applications.

M.-L. KOKDYS. — Vibrations secondaires. — P. 269-293.

La théorie des vibrations secondaires (harmoniques acoustiques ou électriques et sons résultants) n'est pas encore au point. Il y aurait lieu d'étudier le mécanisme de l'origine de ces vibrations ainsi que les conditions physiques de leur propagation dans les différents milieux. Les hypothèses que l'on a faites pour expliquer leur propagation ne sont pas toujours compréhensibles au point de vue physique. L'auteur critique en particulier la théorie des sons résultants de Helmholtz.

(1) *J. de la Soc. phys.-chim. russe*, XXXVIII, p. 431, 1906, et XXXIX, p. 210, 1907.

A. SCHULZE. — Sur les phénomènes de diffraction. — P. 307-321.

Description de quelques expériences de diffraction. Le mémoire est accompagné de sept planches de figures.

B. WEINBERG. — Cristallisation de l'eau surfondue. — P. 325-328.

L'auteur introduit dans de l'eau surfondue une baguette de verre finement étirée et contenant un fragment de glace. Quand la cristallisation atteint le bout du tube, il se produit un cristal qui prend la forme d'une étoile d'autant plus ramifiée que la surfusion est plus grande.

N.-A. DINNIK. — Détermination de la limite d'élasticité par la méthode thermoélectrique. — P. 335-339.

L'auteur étudie au moyen d'un couple fer-cuivre la variation de température du métal étiré. La limite d'élasticité est manifestée par un refroidissement brusque.

N.-A. MERENIN. — Un nouveau modèle du calorimètre de Hesehus et détermination de la chaleur spécifique des alliages d'antimoine. — P. 393-398.

Description d'une modification apportée au calorimètre à température constante de Hesehus. L'appareil modifié a été utilisé pour étudier la chaleur spécifique des alliages d'étain et d'antimoine.

P. KLEIN.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. LXI; 1908.

A. BYK. — Die Absorption komplexer Kupferverbindungen im Violett und Ultraviolett; über farbvertiefende Wirkungen von Schwermetallen (L'absorption des combinaisons complexes du cuivre dans le violet et l'ultraviolet et l'influence des métaux lourds pour foncer les couleurs). — P. 1.

L'auteur cherche à généraliser pour les métaux les lois de la chimie organique colorée et, en particulier, l'influence de l'addition et du rapprochement de radicaux alcooliques lourds. Il étudie pour cela le spectre d'absorption de combinaisons complexes formées par

le cuivre et des corps organiques hydroxylés dans lesquels l'ion Cu remplace l'ion H. La concentration des solutions est telle que la solution correspondante de SO_4Cu serait complètement dissociée; on a bien de cette façon l'absorption due à l'ion Cu. Pour les combinaisons aliphatiques, la bande d'absorption reste dans l'ultra-violet, mais se rapproche des grandes longueurs d'ondes; pour les combinaisons aromatiques, qui sont par elles-mêmes très absorbantes, la bande d'absorption atteint le spectre visible, d'où la coloration des combinaisons aromatiques cuivrées.

Dans tous les cas, Cu se comporte comme un bathochrome organique; la couleur fonce quand le nombre des atomes augmente ou qu'ils se rapprochent dans la molécule.

Le glucinium, dont le poids atomique est faible, n'a pas une influence sensible. Les recherches seront intéressantes pour Fe trivalent, à cause des nombreuses réactions colorées qu'il donne avec les phénols.

H. HAPPEL. — Bemerkungen zu zwei Arbeiten von Herrn von Jüptner (Remarques sur deux travaux de M. de Juptner). — P. 76.

TH.-W. RICHARDS. — Die Zusammendrückbarkeit der Elemente und ihre periodischen Bezihungen (La compressibilité des éléments et leur classification périodique). — P. 77.

I. *Compressibilité de Li, Na, Rb et Cs.* — La compressibilité des métaux alcalins étudiée par la méthode de Richards et Stull légèrement modifiée a donné les résultats suivants :

Li 0,0000088,	Rb 0,00004,
Na 0,0000254,	Cs 0,000061,
K 0,0000315.	

Les pressions sont évaluées en mégabaries, et ces valeurs sont obtenues pour des pressions allant de 100 à 500.

Ces nombres sont proportionnels aux volumes atomiques correspondants.

Les compressibilités les plus grandes sont celles qui diminuent le plus quand la pression s'élève.

II. *Compressibilité de C, Si, P, S, Se.* — Celle de Si est inférieure à $0,16 \times 10^{-6}$, Si est le moins compressible des quarante-cinq éléments étudiés.

C à l'état de graphite est traversé de pores qui rendent difficile

la détermination exacte de sa compressibilité, elle est d'environ 3×10^{-6} .

Celle du carborundum SiC est de $0,21 \times 10^{-6}$, celle du diamant $0,5 \times 10^{-6}$.

Pour le P rouge, elle est de 9×10^{-6} , inférieure à la moitié de celle du phosphore blanc.

Pour S, on trouve $11,5 \times 10^{-6}$, et pour Se, $11,8 \times 10^{-6}$.

THIEL et ROEMER. — Ein Beitrag zur Kenntnis der Verteilung einer Base zwischen zwei Säuren (Contribution à l'étude du partage d'une base entre deux acides).

Le calcul des états d'équilibre produits dans le partage d'une base forte monobasique entre des masses quelconques d'acides monoacides, se simplifie dans le cas où, d'après la loi d'action des masses, on considère les masses équivalentes des deux acides.

Les résultats trouvés pour le cas des acides acétique et monochloracétique sont bien vérifiés par l'expérience.

G.-N. LEWIS. — Umriss eines neuen Systems der chemischen Thermodynamik (Essai d'un nouveau système de thermodynamique chimique). — P. 129.

L'auteur montre qu'on peut définir une grandeur, l'activité, de telle sorte qu'elle peut servir à mesurer parfaitement la tendance que possède un système à quitter l'état où il se trouve. Au moyen de cette grandeur, on obtient une série d'équations ayant la même forme que les équations approchées ordinairement employées, mais qui sont rigoureuses et générales. Leur utilité est montrée par leur emploi à une série de questions. De chaque équation on peut déduire deux équations approchées, valables l'une pour la pression, l'autre pour la solubilité d'un corps.

D. VORLÄNDER. — Systembestimmung und Achsenbilder flüssiger Kristalle (La détermination du système et les figures de polarisation des cristaux liquides). — P. 166.

Ces figures conduisent au même résultat que les observations cristallographiques.

Les cristaux fluides sont uniaxes.

RICHARDS. — Die Zusammendrückbarkeit der Elemente und ihre periodischen Beziehungen (La compressibilité des éléments et leur classification périodique). — P. 171.

III. *Compressibilité linéaire de Cu et Fe ; compressibilité cubique de Hg.* — Ces compressibilités linéaires permettent d'avoir la compressibilité cubique. Pour celle-ci, les résultats sont les suivants entre 100 et 500 mégabaries :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Cu } 0,00000052, \\ \text{Fe } 0,00000040, \\ \text{Hg } 0,0000379. \end{array} \right.$$

IV. *Les compressibilités des corps simples solides les plus importants.* — Les résultats sont exprimés en mégabaries.

Mg $2,7 \times 10^{-6}$	Pd 0,38	Mn 0,67
Ca 5,5	Pt 0,31	Ni 0,27
Zn 1,5	Sn 1,7	Cr 0,7
Cd 1,9	Pb 2,2	Mo 0,26
Cu 0,54	Tl 2,6	As 4,3
Ag 0,84	Al 1,3	H 2,2
Au 0,47	Fe 0,4	Bi 2,8

La comparaison de ces valeurs montre que la compressibilité est une propriété périodique des éléments dépendant des mêmes causes que le volume atomique et la fluidité.

SMITH et CARSON. — Ueber den amorphen Schwefel. Das system Schwefel-Iod (Sur le soufre amorphe. Le système SI). — P. 200.

L'équilibre existant à chaque température entre les deux variétés de soufre liquide n'est modifié par l'iode que si sa concentration est faible.

MITH et BROWNLEE. — Ueber den amorphen Schwefel. Gefällter Schwefel (Sur le soufre amorphe. Le soufre précipité). — P. 209.

La règle de Berthelot et Cloëz suivant laquelle les polysulfures, sous l'action des acides, ne donnent rien en solution étendue et donnent S_{μ} en solution concentrée est inexacte.

Le soufre précipité soluble n'est pas S_{μ} , mais S orthorhombique.

L'auteur décrit une méthode dans laquelle la concentration et la température restent constantes pendant la précipitation.

On évalue la proportion de S_{μ} obtenue quand I ou Br agissent sur les polysulfures et quand les acides minéraux agissent sur l'hypo-sulfite de sodium.

HANTZSCH et CALDWELL. — Vergleich von Säuren und Pseudosäuren in Pyridinlösung (Comparaison des acides et des pseudo-acides en solution dans la pyridine). — P. 227.

La conductibilité de ces solutions varie pour les acides vrais dans le même ordre que leurs solutions aqueuses; les acides rangés d'après leur force ainsi définie occupent le même rang dans les deux méthodes.

Les pseudo-acides en solution pyridique conduisent beaucoup mieux que les acides de même force. Il faut en conclure que, si la solution pyridique d'un corps hydrogéné conduit beaucoup mieux que la solution aqueuse d'un acide vrai, ce corps est un pseudo-acide, mais l'inverse est inexact.

W. TRAVERS. — Ueber Adsorption und Okklusion. Die Natur der sogenannten festen Phase (Sur l'adsorption et l'occlusion. La nature de la « Phase solide »). — P. 241.

L'expression de solution solide doit être limitée aux mélanges isomorphes, c'est-à-dire aux mélanges homogènes formés de cristaux analogues, mais pas forcément identiques.

H. FREUNDLICH. — Bemerkungen zu der Abhandlung von M. W. Travers « Ueber Adsorption und Okklusion » (Remarques au sujet de la note de M. Travers « Sur l'adsorption et l'occlusion »). — P. 249.

L'auteur montre qu'au lieu de contredire ses propres conclusions, les résultats de M. Travers ne font que les confirmer.

J.-J. VAN LAAR. — Ueber Mischungswärmen von Wasser und Alkohol (Dégagement de chaleur dans les mélanges d'alcool et d'eau). — P. 255.

Rectification d'une note précédente.

A. HANTZSCH.— Ueber den Zustand von Stoffen in absoluter Schwefelsäure (Sur l'état des corps dissous dans l'acide sulfurique pur). — P. 257.

L'acide sulfurique absolu dissout comme non-électrolytes un petit nombre de corps comme les polynitrobenzènes, le sulfate neutre de méthyle et l'anhydride phtalique; de même, les acides trichloracétique, oxalique et picrique. En réalité, il y a formation de combinaisons instables de ces corps avec SO^4H^2 . Ainsi les carbures et leurs dérivés halogénés qui sont sans action sur SO^4H^2 y sont insolubles, mais leurs dérivés nitrés y sont solubles, parce que le groupement NO^2 donne avec SO^4H^2 des produits d'addition. Cette différence s'étend même aux corps les plus simples; ainsi ClH est insoluble dans SO^4H^2 qui dissout NO^3H .

Presque tous les autres corps dissous donnent un abaissement cryoscopique anormal et une grande augmentation de la conductibilité, ils sont ionisés. A ce groupe appartiennent presque tous les sulfates, les dérivés organiques de AzH^3 , la plupart des combinaisons oxygénées, soit neutres comme H^2O , l'alcool, l'éther, soit acides comme $\text{B}^2\text{O}^3, \text{CO}^2$. Ils donnent tous en solution sulfurique un abaissement égal aux $\frac{3}{2}$ de l'abaissement normal comme s'ils étaient ionisés aux $\frac{2}{3}$, et cela quelle que soit la dilution; les conductibilités moléculaires sont les mêmes. Les phénomènes qui, en solution aqueuse, n'ont lieu que pour les électrolytes parfaits et de grandes dilutions, ont lieu, en solution sulfurique, pour de nombreux corps et des dilutions faibles.

L'auteur explique ces résultats par la constitution de SO^4H^2 et des sulfates. Comme l'eau, SO^4H^2 est pseudohomogène, c'est-à-dire constitué par différentes espèces d'ions en équilibre.

Les combinaisons oxygénées en solution sulfurique sont de véritables sulfates appelés sulfates d'oxonium qui seraient dissociés comme les sulfates alcalins. Une solution peu concentrée d'eau dans SO^4H^2 serait une solution dissociée de sulfate d'hydronium.

W. RICHARDS et F. WREDE. — Die Umwandlungstemperatur des Manganchlorürs $\text{MnCl}^2 + 4\text{H}^2\text{O}$ (La température de transformation du chlorure $\text{MnCl}^2 + 4\text{H}^2\text{O}$). — P. 313.

La température de transformation de $\text{MnCl}^2 \cdot 4\text{H}^2\text{O}$ en $\text{MnCl}^2 \cdot 2\text{H}^2\text{O}$

J. de Phys., 4^e série, t. VIII. (Novembre 1909.)

59

est, à $\frac{5}{1000}$ près, de 58°,089 au thermomètre à hydrogène. C'est un point fixe commode à cause de la facile purification du chlorure.

L. NATANSON. — Beitrag zur elektromagnetischen Theorie der Extinktion und Dispersion in gasförmigen Stoffen (Contribution à la théorie électromagnétique de l'extinction et de la dispersion dans les gaz). — P. 321.

Des équations de Maxwell-Lorentz on peut déduire d'autres équations qui représentent l'extinction et la dispersion des corps gazeux. Les résultats de l'expérience vérifient les conclusions théoriques.

M. CENTNERSZWER. — Ueber kritische Temperatur der Lösungen. Lösungen in Methylchlorid Athyläther und Methylalkohol (Sur la température critique des solutions : Solutions dans le chlorure de méthyle, l'éther éthylique et l'alcool méthylique). — P. 356.

L'étude de ces dissolutions a montré que l'élévation moléculaire de la température critique n'est qu'approximativement constante, et qu'elle est modifiée par la nature du dissolvant et du corps dissous ; cette grandeur est d'autant plus petite que les températures critiques des deux composants sont plus voisines.

WARTENBERG. — Zur Berechnung von Kohlenwasserstoffgleichgewichten (Sur le calcul des équilibres entre carbures d'hydrogène). — P. 366.

La vitesse de réaction des différents processus joue un rôle très important, et beaucoup de ces équilibres s'établissent dans un temps à peine mesurable.

B. DIXON et L. BRADSHAW. — Ueber die Explosion von reinem Knallgas (Sur l'explosion du gaz tonnant). — P. 373.

L'étude photographique de l'onde explosive montre que l'absence de vapeur d'eau n'a aucune influence sur cette explosion quand l'inflammation est produite par une étincelle.

L. BRADSHAW. — Die Entzündung von Gasmischen durch Kompression (L'inflammation des mélanges gazeux par la compression). — P. 376.

Cette inflammation spontanée a lieu, dans les conditions des

expériences, pour une onde de compression ayant à peu près la vitesse d'une onde sonore.

R. MARC. — Ueber die Kristallisation aus wässerigen Lösungen (Sur la cristallisation dans les solutions aqueuses). — P. 385.

Il est possible de mesurer la vitesse de cristallisation indépendamment de la vitesse de diffusion; la cristallisation de SO_4K^2 se comporte alors comme une réaction du second ordre.

H. ERFLE. — Ueber den aus der Elektronentheorie folgenden Zusammenhang zwischen optischen Eigenschaften und chemischer Konstitution (Sur la relation établie par la théorie des électrons entre les propriétés optiques et la constitution chimique). — P. 399.

Dans l'intervalle 10° - 30° , la somme p des périodes d'électrons par molécule est à peu près indépendante de la température, et elle croît avec λ . Ces nombres p , pris dans un intervalle de longueurs d'onde déterminé, sont très sensibles aux impuretés.

Une liaison éthylénique introduit pour p une constante négative; pour deux doubles liaisons, la constante n'est pas le double de la précédente. Une triple liaison a une influence de même nature, mais plus faible. Les limites de p pour un atome sont différentes suivant qu'ils appartiennent au noyau benzénique ou à une chaîne latérale.

M. BODENSTEIN et R. WOLGAST. — Reaktionsgeschwindigkeit in strömenden Gasen (Vitesse de réaction dans les gaz en mouvement rapide). — P. 422.

En général, elle ne suit plus les lois ordinaires de la cinétique chimique; les concentrations sont difficiles à définir, sauf dans des cas particuliers.

M. BODENSTEIN et G. DUNANT. — Die Dissociation des Kohlenoxychlorids (La dissociation de l'oxychlorure de carbone). — P. 437.

Les mesures faites entre 500° et 600° pour le degré de dissociation concordent parfaitement avec la théorie de Nernst.

M. BODENSTEIN. — Notiz über die Zersetzung des Iodwasserstoffs im Licht (Note sur la décomposition de l'acide iodhydrique par la lumière). — P. 447.

Explication de la différence des résultats obtenus dans l'obscurité et à la lumière.

W. RICHARDS et MATHEWS. — Die Beziehungen zwischen der Kompressibilität, Oberflächenspannung und andern Eigenschaften der Stoffe (Les relations entre la compressibilité, la tension superficielle et les autres propriétés des corps). — P. 449.

Il résulte d'un grand nombre de mesures faites sur des substances organiques qu'il existe entre ces grandeurs certaines relations qualitatives, en particulier quand la tension superficielle est grande, la compressibilité est faible.

OBEHG. — Ein Widerspruch gegen die Theorie der heterogenen Dissociationsgleichgewichte (Un reproche à la théorie de la dissociation en système hétérogène). — P. 455.

Il est soulevé par celle du sel ammoniac.

JOHNSON. — Der Dampfdruck von trockenem Salmiak (La tension de vapeur du sel ammoniac sec). — P. 457.

Dans les mêmes conditions, elle est la même que la pression du mélange d'acide chlorhydrique et ammoniac résultant de la dissociation.

VELEY. — Ueber die Reaktionen zwischen Säuren und Methylorange (Sur les réactions entre les acides et le méthylorange). — P. 464.

Discussion des résultats de Szyszkowski sur le même sujet.

LORENZ, FREI et JABS. — Dichten einiger geschmolzener Salze und deren Mischungen bei verschiedenen Temperaturen (Densités de quelques sels fondus et de leurs mélanges à différentes températures). — P. 468.

Pour les sels purs fondus, elle est une fonction linéaire de la température ; pour le mélange de deux sels, c'est une fonction linéaire du rapport des nombres des molécules.

HANTZSCH et WIEGNER. — Ueber Absorptionsgeschwindigkeiten zwischenfesten und gasförmigen Stoffen (Sur les vitesses d'absorption entre les solides et les gaz). — P. 475.

L'addition de AzH^3 ou HCl à des acides ou des bases solides s'accomplit à peu près comme une réaction du premier ordre et un petit

nombre de réactions effectuées dans ces gaz dilués sont du deuxième ordre.

La différence des vitesses d'absorption ne permet pas de distinguer sûrement les acides des pseudo-acides et les bases des pseudobases.

GORKE. — Ueber die Leitfähigkeit von Pikrinsäurelösungen und die Beweglichkeit des H-Ions (Sur la conductibilité des solutions d'acide picrique et la mobilité de l'ion H). — P. 495.

La mesure précise de cette conductibilité à différentes températures conduit pour la mobilité de l'ion H à des nombres inférieurs à ceux admis jusqu'ici, 324 à 18° et 357 à 25°.

LUTHER et PLOTNIKOW. — Ueber scheinbar umkehrbare photochemische Vorgänge und photochemische Uebertragungskatalyse (Sur les phénomènes photochimiques apparemment réversibles et sur la catalyse photochimique). — P. 513.

On établit une différence entre les états d'équilibre photochimique vrais et apparents, ces derniers étant reliés à un phénomène irréversible.

La réversibilité apparente est due à des catalyses et à des phénomènes physiologiques.

L'exemple choisi est celui de la réaction entre O, PO^3H^3 et IH à la lumière. La vitesse des réactions isolées et de l'ensemble est étudiée théoriquement et mesurée, l'accord des résultats est bon.

Les résultats obtenus quand la concentration en O est constante montrent que les lois sont les mêmes, que l'équilibre soit vraiment ou apparemment réversible.

SIRK. — Ueber die langsame Vereinigung von Chlor und Wasserstoff in der Wärme (Sur la combinaison lente de Cl et H par la chaleur). — P. 545.

La vitesse initiale avec laquelle Cl et H se combinent est proportionnelle à la concentration en chlore et dans de larges limites indépendante de la concentration en H et HCl; cependant la réaction n'est pas unimoléculaire.

La formation de HCl est accélérée, si les gaz ont été chauffés ou éclairés avant.

KATAYAMA. — Ueber Amalgamkonzentrationsketten, chemische Ketten und Daniellketten mit festen Elektrolyten (Sur les chaînes d'amalgames à différentes concentrations, les chaînes chimiques et les chaînes Daniell, comprenant des électrolytes solides). — P. 566.

Les mesures ont été faites par une méthode de compensation au moyen d'un électromètre à quadrants et ont porté sur trois groupes de chaînes de la forme :

puis, $(\text{Hg} + \text{M}) \text{C}_1 \mid \text{Electrolyte} \mid (\text{Hg} + \text{M}) \text{C}_2$,
 et enfin, Métal \mid Electrolyte \mid Halogène,
 Métal I \mid Electrolyte I \mid Electrolyte II \mid Métal II.

Dans le premier cas, les résultats sont conformes à la formule de Nernst pour les piles de concentration.

COHEN et OLIE. — Physikalisch-chemische Studien über das sogenannte « amorphe Antimon » (Études physico-chimiques sur « l'antimoine amorphe »).
 P. 588.

En opérant dans Az pur, on n'obtient pas les phénomènes décrits par Herard, dont l'antimoine amorphe n'est qu'un mélange de ce corps et de Sb^2O^3 .

COHEN et OLIE. — Physikalisch-chemische Studien über das sogenannte « amorphe Wismut » (Études physico-chimiques sur le « bismuth amorphe »).
 P. 596.

Ce n'est aussi qu'un mélange de Bi pur et de BiO^3 .

BAKKER. — Die Unabhängigkeit der Oberflächenspannung der schwarzen-Flecke in dünnen Flüssigkeits häuten von ihren Dicken (L'indépendance de la tension superficielle des taches noires dans les lames liquides minces et de leur épaisseur). — P. 599.

L'épaisseur des lames planes les plus minces est toujours plus grande que le double de la couche capillaire à la même température, et l'épaisseur de cette couche est d'environ le tiers de l'épaisseur minima d'une lame plane, c'est-à-dire d'une tache noire. Cette épaisseur est donnée par une formule proposée par l'auteur et qui se vérifie bien pour l'eau.

WOUNDSTRA. — Die Wirkung einiger Electrolyte auf Kolloidale Silberlösungen und der Prozess der Koagulation (L'action de quelques électrolytes sur les solutions d'argent colloïdal et le processus de la coagulation). — P. 607.

Les solutions d'argent colloïdal, versées goutte à goutte dans des électrolytes dissous, se coagulent et produisent des colorations. La couleur est due à la nature de l'anion; avec les chlorures elle est bleuâtre sauf avec $PbCl_2$ pour lequel elle est rouge vineuse. L'action coagulante de l'électrolyte augmente avec la valence du cation. En prenant l'argent colloïdal de Muthmann, sa sensibilité aux électrolytes augmente avec le temps; il est électronégatif comme celui de Bredig et catalyse la décomposition de H_2O_2 .

WALDEN. — Ueber organische Lösungs- und Ionisierungsmittel. X Teil: Lösende kraft und Dielectrizitätskonstante (Sur les milieux organiques dissolvants et ionisants. 10^e partie: Pouvoir dissolvant et constante diélectrique). — P. 633.

Les électrolytes dissous sont: $Az(C^2H_3)^4I$ et $Az(C^3H_7)^4I$.

En se servant de douze dissolvants organiques de fonctions différentes, on trouve que $\frac{\epsilon}{\sqrt[3]{\mu}} = C^{10}$, ϵ étant la constante diélectrique du dissolvant, et μ le pouvoir dissolvant, c'est-à-dire le nombre de molécules des deux corps précédents qui, dissoutes dans 100 molécules du dissolvant, donnent une solution saturée. ϵ et μ sont comparés à la même température comprise entre 20 et 25°.

L. BRADSHAW. — Berichtigung und Nachtrag zur Abhandlung « Die Entzündung von gasgemischen durch Kompression » (Rectification et addition à la note « L'inflammation des mélanges gazeux par la compression »). — 640.

JONES et VEAZEY. — Die Leitfähigkeit und innere Reibung von Lösungen gewisser Salze in Wasser, Methylalkohol, Aethylalkohol, Aceton und binären Gemischen dieser Lösungsmittel; Siebente Mitteilung (La conductibilité et le frottement interne des solutions de certains sels dans l'eau, les alcools méthylique et éthylique, l'acétone et dans les mélanges binaires de ces dissolvants; 7^e note). — P. 641.

On a étudié la fluidité de l'eau, des alcools méthylique et éthylique, de l'acétone et de leurs mélanges binaires, puis la conductibilité et la fluidité des solutions de $CuCl_2$, et $KCNS$ dans ces dissolvants.

1° Pour quelques mélanges de dissolvants, on observe un minimum de conductibilité; mais souvent il n'y a pas de minimum réel; les valeurs obtenues sont au-dessous de celles que donnerait la règle des

mélanges, et cette différence est la plus grande pour la région où se trouvent en général les minima ;

2° Les courbes de fluidité présentent un minimum qui s'explique par une action mutuelle des dissolvants, modifiant leur viscosité.

Quand il y a maximum de la conductibilité électrique, il y a en même temps maximum de la fluidité, de sorte que l'augmentation de conductibilité tient à deux causes : une augmentation du diamètre des ions conducteurs due à la formation de combinaisons complexes et une augmentation de la vitesse des ions rattachée à celle de la fluidité.

Dissous dans les alcools méthylique et éthylique, et l'acétone, la conductibilité moléculaire des électrolytes ternaires est plus faible que pour les binaires à l'inverse des solutions aqueuses.

En solution dans l'acétone, la conductibilité de KCNS est bien plus grande que dans l'eau, ce qui tient à la fluidité bien plus grande de l'acétone et à la simplicité des combinaisons formées.

KCNS en solution aqueuse a un coefficient de frottement négatif. Les ions K, Cs, Rb correspondant à des volumes atomiques inférieurs à celui du dissolvant ont seuls ce coefficient négatif, et la viscosité est une propriété additive des deux ions.

COHEN et STRENGERS. — Physikalisch-chemische Studien an dien « explosiven Platinmetallen » (Etudes physico-chimiques sur « les métaux du platine, explosifs ». — P. 698.

Les résidus que laisse l'action de l'acide chlorhydrique sur les alliages de Zn avec Ir, Rh, Ru, sont explosifs ; avec Pt, il faut se placer dans des conditions mal connues, Pd et Os ne donnent pas de résidus explosifs.

Rh n'est explosif qu'après avoir été allié à Zn ou Cd ; il perd cette propriété quand on le maintient longtemps à une haute température.

Le zinc qui reste dans le rhodium explosif ne peut se séparer par HCl, on a une solution solide. Le métal explosif contient de l'hydrogène et de l'oxygène ; quand on les chasse, il perd sa propriété ; de même pour Ir, mais Ru reste explosif.

Les résidus des alliages de Rh et Pb par AzO^3H contiennent des oxydes de l'azote et sont explosifs.

La chaleur dégagée par l'explosion est celle que dégage la combinaison de H et O occlus ; c'est à la présence de ces gaz qu'est due l'explosivité de Ir et Rh.

A. SÈVE.

**RECHERCHES SUR LES CENTRES ÉLECTRISÉS DE FAIBLE MOBILITÉ
DANS LES GAZ ;**

PAR M. MAURICE DE BROGLIE.

La théorie de l'ionisation des gaz est à présent devenue trop classique pour qu'il soit nécessaire d'en exposer ici les principes et les conséquences. Aussi rappellerons-nous seulement que les centres électrisés qui constituent les véhicules de l'électricité dans les gaz rendus conducteurs par les radiations des corps actifs et les rayons de Röntgen, possèdent une *mobilité*, ou vitesse dans un champ de 1 volt par centimètre, qui atteint l'ordre du centimètre par seconde avec un léger avantage au profit des ions négatifs.

On conçoit généralement que ces ions sont produits par une désagrégation des molécules gazeuses, soumises soit à un bombardement corpusculaire, soit à une perturbation électromagnétique soudaine et intense. La molécule gazeuse serait alors scindée en deux parties contenant des charges égales et contraires autour desquelles vient se grouper par attraction électrostatique un cortège de molécules neutres ordinaires. On regarde aussi généralement le fragment positif comme renfermant presque toute la masse de la molécule primitive, tandis que le fragment négatif n'est qu'un corpuscule de masse au moins mille fois moindre ; mais le cortège moléculaire une fois formé donne à chaque ensemble des dimensions comparables et de l'ordre de quelques rayons moléculaires. On s'explique ainsi la presque égalité des mobilités à la température ordinaire. Nous désignerons avec M. Langevin, sous le nom de *petits ions*, cet ensemble, centre et cortège, se déplaçant dans un champ unité avec une vitesse d'environ 1 centimètre par seconde.

Une nombreuse série de cas d'ionisation : corps radio-actifs, rayons de Röntgen, rayons de Lénard et rayons canaux, phénomènes électro-optiques de Hertz, etc., fournit des petits ions de ce genre qui paraissent complètement identiques entre eux. Ce sont les plus importants et ce furent les premiers étudiés, surtout à cause des phénomènes de radioactivité et de l'intérêt qui s'est attaché aux rayons de Röntgen.

Cependant l'examen d'un certain nombre d'autres cas de conductibilité gazeuse montra qu'on avait alors affaire à des centres électrisés de mobilité d'un tout autre ordre de grandeur.

Les ions étudiés par M. Bloch dans l'air chargé de ce qu'on appelle l'*émanation du phosphore*, les centres électrisés qui donnent aux gaz de flamme leur énorme conductibilité, présentent une mobilité qui peut descendre jusqu'au $\frac{1}{300}$ de millimètre dans un champ de 1 volt par centimètre, et cette faible valeur de la mobilité, en rendant lentes la recombinaison et la diffusion, donne une stabilité relative à l'état conducteur de ces gaz.

M. Bloch, étudiant les ions émis par la flamme du gaz d'éclairage, a mesuré des mobilités décroissantes à mesure que le gaz se refroidit et qu'il vieillit. Ces mobilités tendent vers une limite qui est précisément de l'ordre de celle trouvée précédemment pour les ions du phosphore.

A ces cas d'ionisation, il faut ajouter les gaz récemment préparés par voie électrolytique ou chimique et ceux qui viennent d'être détendus ou de barboter dans des solutions salines.

Enfin, M. Langevin a signalé la présence, dans l'air atmosphérique normal, d'une conductibilité attribuable à des centres électrisés à mobilité de cet ordre et leur a donné le nom de *gros ions*, en indiquant qu'ils provenaient peut-être de l'évaporation incomplète de gouttelettes d'eau.

Avec l'hypothèse généralement admise, où l'on attribue à tous les ions la même charge électrique, la différence des mobilités ne peut tenir qu'à la différence des masses matérielles des centres.

On peut chercher à se faire une idée de leurs dimensions en employant la formule de Stokes, qui donne la vitesse de chute uniforme v d'une petite sphère de rayon a dans un milieu dont le coefficient de viscosité est σ :

$$\frac{4}{3} \pi a^3 g (D - d) = 6\pi\sigma av.$$

La validité de cette formule pour les très petits rayons a paru assez justement contestable. Mais des mesures récentes de M. Perrin, concernant la chute des granules colloïdaux de gomme-gutte, l'ont vérifiée pour des rayons de l'ordre de $\frac{1}{10}$ de micron.

On déduit alors de la formule que le rayon varie en raison inverse de la mobilité et que, en supposant la densité de l'ion voisine de l'unité, pour des mobilités de l'ordre de $\frac{1}{100}$ de millimètres (gros ions), le diamètre de l'ion vaudrait 10 $\mu\mu$.

Il n'est pas sans intérêt de remarquer ici que les évaluations qu'on a pu faire des dimensions les plus faibles de quelque chose de matériel, ont conduit à des chiffres de cet ordre. L'épaisseur limite des pellicules extrêmement minces d'huile sur l'eau, d'après les travaux de lord Rayleigh, Sohnke, Röntgen, Fischer, est de l'ordre de quelques $\mu\mu$. Il en est de même des pellicules solides minces, qui peuvent se former à la surface des liquides (Melsens, Ramsden, Devaux, Metcalf) et des parois des bulles de savon (Plateau, Drude, Reinold et Rücker).

En observant les couleurs qui se succèdent pendant l'amincissement d'une lame liquide, on arrive à une tache noire qui correspond à l'épaisseur minima compatible avec la cohésion de la membrane. On a tenté, par divers procédés, de mesurer cette épaisseur, dans laquelle on peut distinguer deux couches superficielles et une portion centrale. Toutes les mesures ont conduit à l'ordre de grandeur de quelques $\mu\mu$. Au delà de cette limite on verrait disparaître les propriétés de la matière au sens ordinaire du mot. Les recherches les plus récentes attribuent au diamètre moléculaire une valeur de l'ordre de $0^{\mu\mu},4$. Il s'ensuit que les épaisseurs les plus minces vaudraient une centaine de diamètres moléculaires et que les petites gouttes contiendraient au moins 10^6 molécules.

On a même pu prévoir l'ordre de grandeurs de ces résultats en partant de considérations relatives à l'énergie potentielle de capillarité d'une lame mince étirée indéfiniment, et en faisant l'hypothèse que cette énergie ne peut dépasser l'équivalent de la chaleur de vaporisation.

Les granules en suspension dans les solutions colloïdales et qu'on n'entrevoit qu'en employant des procédés de diffraction ultra-microscopiques ont des diamètres figurés par des nombres du même ordre.

D'autre part, nous avons vu que les petits ions sont regardés comme ayant une grosseur de l'ordre des dimensions moléculaires.

On peut se représenter les centres électrisés de faible mobilité comme une agglomération matérielle relativement considérable portant une charge égale à celle des petits ions ou de l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse, soit $3,4 \cdot 10^{-10}$ unité électrostatique⁽¹⁾. S'il en est ainsi, on doit pouvoir reproduire de tels ions par l'union d'un centre matériel neutre de l'ordre de grandeur voulu et d'un petit ion.

(1) De récentes mesures tendent à faire adopter un nombre légèrement supérieur et voisin de $4 \cdot 10^{10}$ (Rutherford, Perrin, 1908).

C'est l'idée qui a servi de guide à la première partie des recherches qui suivront.

De pareilles conditions peuvent, en effet, être considérées comme réalisées dans les cas où la mesure des mobilités classe les centres électrisés parmi les gros ions.

Ainsi, l'air qui a passé sur du phosphore renferme des poussières visibles avec certaines précautions d'éclairage. Dans la plupart des flammes, il se forme des composés liquides ou solides qui se condensent dans le gaz refroidi. Enfin les phénomènes de barbotage et d'écrasement de gouttes que nous étudierons plus loin ne vont jamais sans une sorte de pulvérisation, qui peut fournir des centres matériels.

Quelle que soit l'origine de la charge électrique, les produits matériels, s'ils sont solides ou liquides, peuvent se condenser autour des petits ions qui leur serviraient de noyau, ou les attirer après coup à cause de leur charge électrique. Il est clair que dans ces conditions le noyau matériel, s'il est assez petit, n'aura guère de chances d'attirer plus d'un ion, puisque, déjà chargé une fois, il repousse les charges de même signe.

Nous donnons plus loin une théorie appropriée de ce mécanisme; mais il faut remarquer ici que des expériences très nettes, dont nous allons donner le détail, ont permis de mettre directement en évidence l'existence de centres neutres susceptibles de se transformer en gros ions sous l'influence des petits ions du radium ou des rayons X, et fournissent ainsi une base solide à la conception qui vient d'être exposée.

I. — THÉORIE DE LA CHARGE DES CENTRES NEUTRES

Les expériences décrites dans ce travail nous conduiront souvent à envisager le cas d'un gaz où se trouvent à la fois des centres neutres en suspension et des petits ions. On peut imaginer qu'alors les particules neutres (que nous supposerons relativement grosses) attireront les charges électriques et tendront à les fixer.

M. Langevin, en signalant des ions de faible mobilité de l'air atmosphérique, a jeté les bases d'une théorie que nous allons exposer et qui permet précisément de prévoir ce qui se passera dans un pareil cas.

Considérons un gaz ne renfermant d'abord que des centres neutres

(tel, par exemple, que celui qui sort de la flamme du gaz d'éclairage et qui a passé dans un condensateur destiné à arrêter les centres chargés qu'il contenait). Soumettons-le à une radiation (rayons de Röntgen ou du radium) capable d'y produire de petits ions.

Soient, pour 1 centimètre cube du gaz :

M , le nombre total des gros centres présents ;

p et n , les nombres des petits ions (positifs et négatifs) maintenus dans le gaz par la radiation ;

P et N , les nombres des gros centres électrisés (positifs et négatifs) au moment de l'équilibre.

Pour calculer P et N , nous écrivons qu'au moment de l'équilibre, le nombre des centres neutres qui se chargent par rencontre avec des petits ions d'un certain signe, est égal au nombre des gros centres chargés du même signe, qui disparaissent pendant le même temps, par recombinaison soit avec un gros, soit avec un petit ion de signe contraire.

On aurait pour les ions positifs, par exemple, et pour l'augmentation de P :

$$(1) \quad dP = A [M - (P + N)]p,$$

en supposant que le nombre des rencontres soit proportionnel (avec un coefficient de proportionnalité A , qui dépend des mobilités) à la fois au nombre p des petits ions chargeants et au nombre $M - (P + N)$ des gros ions actuellement neutres.

L'équation indiquant la diminution de P s'écrira de même :

$$(2) \quad dP = Bpn + \alpha PN,$$

α étant le coefficient de recombinaison des gros ions entre eux et B celui des gros ions positifs avec les petits ions négatifs.

En égalant ces deux expressions, nous aurons l'équation :

$$(3) \quad A [M - (P + N)]p = Bpn + \alpha PN,$$

qui exprimera l'équilibre.

On peut remarquer que α , coefficient de recombinaison des gros ions entre eux, est certainement très petit devant B , coefficient de recombinaison des gros et des petits ions. Si l'on admet que les coefficients de recombinaison sont proportionnels à la somme des mobilités des ions en présence, on voit, en effet, que α sera proportionnel à

deux fois la mobilité des gros ions, et B à la somme des mobilités des gros et des petits ions, c'est-à-dire à un nombre plus de mille fois supérieur. On pourra donc négliger le second terme du deuxième membre de (3) devant le premier, tant que n ne sera pas trop petit, c'est-à-dire dès que l'ionisation en petits ions sera notable.

Supprimons donc αPN et faisons de plus $p = n$, ce qui est très sensiblement le cas de l'ionisation produite par les rayons de Röntgen et du radium. L'équation (3) devient :

$$(4) \quad M - (P + N) = \frac{B}{A} P \text{ pour les ions positifs,}$$

$$(4') \quad M - (P + N) = \frac{B'}{A} N \text{ pour les ions négatifs.}$$

Ces deux équations ne contiennent plus p ; elles expriment donc que le nombre des gros ions chargés tend à devenir indépendant de la radiation ionisante quand cette dernière devient considérable. Il s'établit un état d'équilibre qui détermine des valeurs limites de $\frac{P}{M}$ et $\frac{N}{M}$; on peut les tirer de (4) et (4').

L'ionisation d'un gaz contenant des gros centres neutres ou chargés (la théorie s'appliquerait aussi bien à ce dernier cas) prend donc, en présence d'une radiation telle que celle du radium ou des rayons de Röntgen, une valeur d'équilibre qui dépend *seulement* du nombre des gros centres.

Si le nombre des gros centres chargés dans le gaz antérieurement à la radiation était supérieur à cette limite, il sera réduit; s'il était inférieur, il devra augmenter.

Les équations (4) et (4') donnent $\frac{P}{M}$ et $\frac{N}{M}$ en fonction de A, A', B, B', c'est-à-dire des mobilités; ce qu'on sait de ces coefficients conduit à attribuer à $\frac{P}{M}$ et $\frac{N}{M}$ une valeur numérique de l'ordre de $\frac{1}{10}$.

Dans tout ce qui précède, nous avons supposé que le gaz restait suffisamment longtemps exposé à une radiation uniforme pour que l'équilibre soit établi; il peut très bien n'en être pas ainsi, le temps nécessaire à l'établissement de cet équilibre étant relativement considérable.

II. — DISPOSITIFS ET APPAREILS EMPLOYÉS.

Nous avons constamment employé, dans les expériences qui vont suivre, des condensateurs cylindriques dont l'armature intérieure recueille les ions et transmet leur charge à l'électromètre.

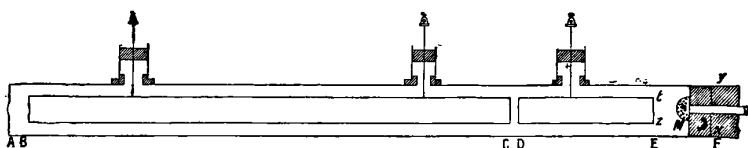


FIG. 1.

AB = 22 ^{cm} ,5	DF = 15 ^{cm} ,0	xy (int. 47 ^{mm} , ext. 50 ^{mm})	M, arrivée du gaz :
BC = 140 ,0	EF = 22 ,5	zt (ext. 30 ^{mm} , int. 27 ^{mm})	ajutage en
CD = 1 ,0	AF = 201 ,5		pomme d'arrosoir.
	$\frac{b}{a} = 1,57;$	$\log \text{nép} \frac{b}{a} = 0,45.$	

La *fig. 1* montre la disposition de ces instruments et donne les dimensions de l'un d'eux. A l'intérieur circulaient les gaz aspirés par une trompe à eau avec un débit qui pouvait atteindre 70 centimètres cubes par seconde : une tourie de 80 litres et deux manomètres à eau permettraient d'obtenir la constance du débit et d'en mesurer les variations.

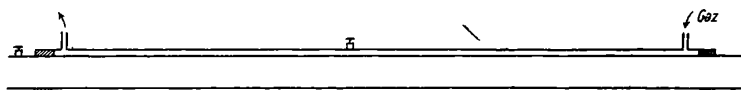


FIG. 2.

Condensateur d'arrêt.

Rayon du tube intérieur.....	15 ^{cm} ,00a	$\frac{b}{a} = 1,4;$	$\log \frac{b}{a} = 0,336.$
Rayon intérieur du tube extérieur.	21 ,00b		
Capacité par unité de longueur....	1 ,49		
Longueur totale.....	132		

Mobilités que ce condensateur peut arrêter avec 300 volts et un débit de 40 cm³ par sec. : 6×10^{-5} cm (gros ions : 3×10^{-4} cm).

Dans certaines expériences, il a été nécessaire d'arrêter les centres chargés en suspension dans le gaz ; nous avons employé dans ce but un condensateur cylindrique formé de deux tubes concentriques (*fig. 2*) assez longs pour qu'une différence de potentiels de 300 à

400 volts entre les armatures parvint à dépouiller le gaz de toute conductibilité.

L'électromètre employé est un électromètre Curie à amortissement par l'air, réglé de façon à donner pour 1 volt une déviation de 30 centimètres sur une échelle à 1 mètre.

Une paire de quadrants est reliée d'une façon permanente à la cage; l'aiguille est maintenue à un potentiel constant; l'autre paire de quadrants communique avec l'armature intérieure d'un des condensateurs cylindriques; elle est reliée primitivement à la cage et peut être isolée au moment des mesures (*fig. 3*).

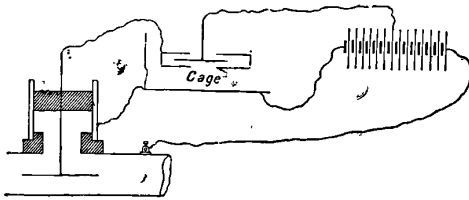


FIG. 3.

Pour fixer les idées sur les quantités d'électricité mises en jeu, nous dirons, par exemple, qu'avec l'un des condensateurs employés, 1 centimètre d'échelle correspondait à l'arrivée d'une quantité d'électricité égale à 0,04 unité C. G. S. électrostatique.

III. — CENTRES ÉLECTRISÉS PRODUITS PAR LE PASSAGE, DANS UN TUBE CHAUFFÉ AU ROUGE, D'UN MÉLANGE D'AIR ET D'UN GAZ COMBUSTIBLE.

Nous avons d'abord cherché à réaliser, par un appareil spécial, les conditions : combinaison chimique, haute température, formation de produits condensables, que réunissent les flammes usuelles et dont le résultat est de communiquer une forte conductibilité aux gaz qui en sortent avec des centres de mobilité faible. Pour cela, nous avons fait passer dans un tube chauffé au rouge un courant d'air mêlé de quelques bulles d'hydrogène ou de gaz d'éclairage.

Le dispositif expérimental comportait une colonne desséchante de 3 mètres de longueur, remplie de ponce sulfurique soigneusement préparée, puis une colonne de coton de 0^m,50 de longueur, des-

tinée à arrêter complètement les poussières de l'air, celles provenant du desséchant ainsi que toute trace de conductibilité gazeuse.

A la suite (*fig. 4*) venait un flacon mélangeur M contenant un peu d'acide sulfurique où plongeaient deux tubes de verre d'assez gros diamètre amenant, l'un l'air provenant du desséchant, l'autre le gaz à mélanger ayant subi une purification analogue à celle de l'air.

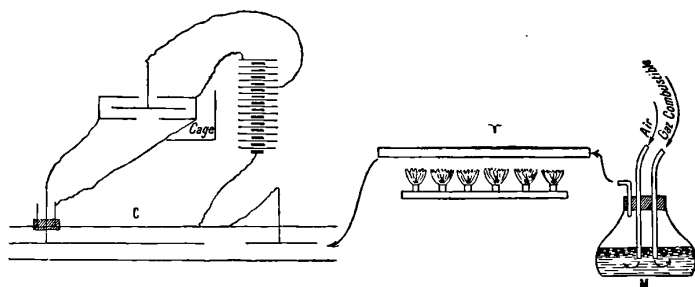


FIG. 4.

Dans ces conditions, l'influence ionisante du barbotage peut être considérée comme complètement évitée, ce dont il est facile, du reste, de s'assurer.

La quantité de gaz est évaluée par le nombre de bulles passant en une seconde (0,2 à 2 ou 3, suivant les expériences), et la constance de ce débit est contrôlée par un manomètre en dérivation du genre Töpler.

Le mélange gazeux est ensuite dirigé dans un tube T, en terre vernissée sur les deux faces, chauffé par une rampe à gaz; de là, il traverse une certaine longueur de canalisation pour se refroidir et entre dans un long condensateur cylindrique C muni de plusieurs électrodes axiales isolées et pourvues d'anneaux de garde.

Ceci fait, il a encore fallu, avant d'arriver à des résultats tout à fait nets, éviter une cause d'erreur qui provient du tube chauffé. Si les parois de ce dernier ne sont pas absolument propres et sèches ou si une écaillage du vernis leur donne une porosité qui retient l'eau davantage, elles peuvent fournir longtemps, pendant la chauffe, des traces de vapeur d'eau qui introduisent un élément de perturbation dont je parlerai plus loin.

Marche d'une expérience. — L'appareil étant bien desséché et

mis en marche, on vérifie qu'aucune ionisation notable n'existe dans le gaz quand le robinet amenant l'hydrogène est fermé.

On laisse alors passer bulle à bulle ce dernier gaz, et l'on constate que, pour une proportion d'a peine quelques millièmes en volume, il apparaît une forte conductibilité, sensiblement égale pour les ions des deux signes.

En augmentant la proportion de gaz combustible, la conductibilité augmente rapidement et devient très forte au voisinage des proportions explosives.

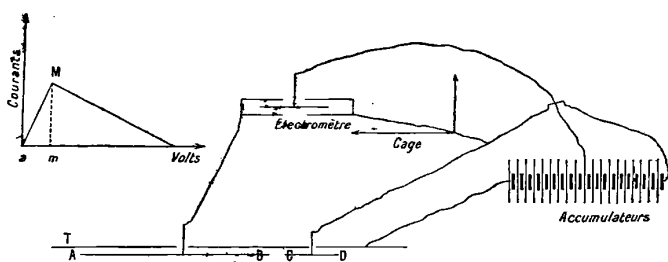


FIG. 5.

Mesure de mobilité. — Méthode de Zéleny.

$$AB = l; \quad CD = l'; \quad \text{mobilité } K = \frac{U \log \frac{b}{a}}{2\pi (l + l')V};$$

U, débit gazeux ;

b, a, diamètres du tube T et des électrodes AB et CD ;

Abscisse de M = om = V.

L'expérience a été faite ensuite dans des conditions inverses, c'est-à-dire en opérant sur un courant d'hydrogène mélangé à quelques bulles d'air. Elle a donné des résultats absolument analogues. J'ai aussi cherché à voir si la formation de l'eau par la réduction, au moyen d'un courant d'hydrogène, de la tournure de cuivre oxydée rendrait un gaz conducteur. Il n'y a pas d'ionisation, mais ce fait peut s'expliquer par la diffusion intense des ions sur le filtre métallique chaud formé par le cuivre réduit, diffusion qui fait disparaître très rapidement la conductibilité.

Quant à la mobilité, elle est déterminée par l'abscisse du point anguleux de la courbe de Zéleny (fig. 5). Les valeurs obtenues sont très inférieures aux mobilités des petits ions et rapprochent les ions étudiés des ions de flamme. On observe que la mobilité varie avec la

proportion d'hydrogène, en diminuant quand on augmente la quantité de ce corps. Le fait s'explique aisément. On comprend que la grosseur des centres formés soit plus considérable, quand la masse d'eau qui se condense est elle-même plus forte.

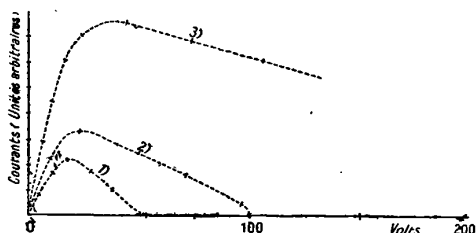


FIG. 6.

- | | |
|----|---------------------------|
| 1. | 0,3 bulle H par seconde ; |
| 2. | 0,7 — |
| 3. | 1,4 — |

La *fig. 6* montre trois courbes obtenues pour trois valeurs différentes de la proportion d'hydrogène. On voit non seulement que la mobilité diminue, mais qu'elle est de moins en moins bien définie en allant de la courbe 1 à la courbe 3.

Ces courbes, obtenues avec des gaz refroidis, mais peu éloignés de leur formation, donnent des mobilités tout à fait comparables à celles que fournissent dans les mêmes conditions les gaz de la flamme.

La teneur en hydrogène, et par suite la quantité de vapeur d'eau formée, influe non seulement sur la mobilité, et par conséquent sur la grosseur des gouttes, mais aussi sur leur nombre, l'intensité d'ionisation croissant, toutes choses égales d'ailleurs, de la courbe 1 à la courbe 3.

IV. — COMBUSTION DE L'OXYDE DE CARBONE.

D'après les idées que nous avons exposées sur le mécanisme de formation des gros ions, il ne doit pas se former de tels centres dans les ionisations où aucun produit solide ou liquide ne vient se condenser au sein du gaz.

C'est le cas, par exemple, du gaz sortant de la flamme de l'oxyde de carbone brûlant dans un excès d'air. Nous avons commencé par

suivre la même disposition que précédemment, mais en remplaçant l'hydrogène par l'oxyde de carbone.

Il faut chauffer les tubes très fortement et très longtemps dans un courant d'air sec pour les débarrasser de tout dépôt d'humidité.

Cette petite couche d'eau, nous le verrons plus loin avec plus de détails, fournit à une température suffisante d'excellents véhicules où se fixent les petits ions provenant de la combinaison chimique de l'oxyde de carbone et de l'oxygène.

On constate alors que *l'air sec et filtré, mélangé d'oxyde de carbone sec et filtré, ne prend pas de conductibilité stable par la combinaison des gaz*. Il y a cependant des charges libres ; elles se manifestent, en effet, en formant des gros ions quand, par exemple, on admet de l'air non filtré.

Flamme d'oxyde de carbone. — Les résultats précédents faisaient prévoir qu'une flamme véritable d'oxyde de carbone, brûlant dans de l'air bien sec et filtré, et en l'absence de toute source de véhicules condensables, ne donnerait pas d'ions de faible mobilité, comme ceux que fournissent les flammes ordinaires, dans lesquelles il y a toujours formation d'eau et souvent mise en liberté de carbone divisé.

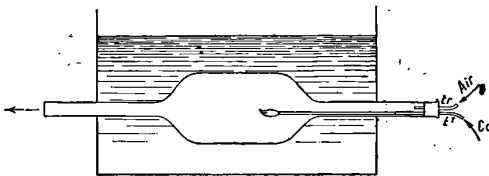


FIG. 7.

L'expérience a été réalisée avec un tube de verre large de 2 centimètres, disposé comme l'indique la *fig. 7* et portant une partie élargie à 7 centimètres, qui sert de chambre de combustion.

Ce tube est plongé dans un réfrigérant rempli d'eau froide pour éviter l'effet d'une température trop élevée qui, en exagérant la diffusion des ions, pourrait les empêcher de parvenir jusqu'à l'appareil de mesure et masquer ainsi un effet de conductibilité, s'il existait. L'échauffement des parois serait, du reste, par les traces de vapeur qu'il peut fournir, une source continuelle de perturbations.

L'oxyde de carbone brûle au bout d'un tube de plomb t_1 bien nettoyé et doit donner une flamme franchement bleue, dont la variation

de couleur est souvent un bon moyen de reconnaître la présence d'impuretés ou de poussières.

L'air amené par le tube t_2 peut à volonté être pris sur une canalisation desséchante et filtrante, où bien être puisé directement dans l'atmosphère ; enfin un branchement sur la canalisation d'oxyde de carbone permet de mélanger le courant de ce gaz de quelques bulles d'hydrogène.

Le passage des gaz est donné par le schéma suivant (fig. 8) :

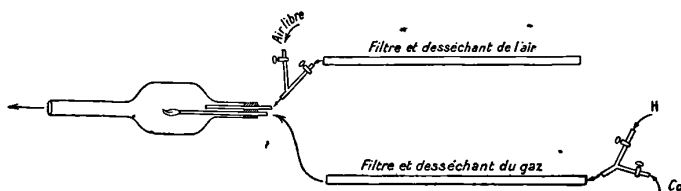


FIG. 8.

On ne recueille pas de charge quand les parois sont bien propres et que les gaz sont desséchés et filtrés ; au contraire, si l'air est puisé directement dans l'atmosphère, la conductibilité se manifeste aussitôt avec les caractères des ions de faible mobilité ; il en est de même, et d'une façon beaucoup plus intense, si, en employant de nouveau de l'air sec et filtré, on mélange à l'oxyde de carbone quelques bulles d'hydrogène.

Pour mettre en évidence d'une façon régulière et un peu prolongée la formation de gros ions par la présence simultanée, dans le gaz, de la flamme d'oxyde de carbone qui ne produit pas de gros centres par elle-même, et d'agglomérations matérielles neutres, on peut suspendre au voisinage de la flamme un petit panier de treillage contenant des fragments de pierre ponce humide ; la conductibilité apparaît alors et d'une façon assez régulière pour se prêter à une mesure approximative de la mobilité qu'on trouve encore analogue à celle des gaz de flamme.

La chauffe d'un corps poreux humide dans la région où passent les gaz récemment extraits de la flamme d'oxyde de carbone permet de reconnaître que cette flamme produit des ions à recombinaison rapide, et de constater, en chauffant un peu de ces corps en des régions A, B, C d'un tube (fig. 9), la disparition progressive de ces petits ions à mesure qu'on s'éloigne de la flamme.

Les expériences de ce genre peuvent être variées de différentes manières ; mais un cas particulièrement intéressant est fourni par la chauffe d'un corps poreux humide en présence des radiations du radium ou des rayons de Röntgen.

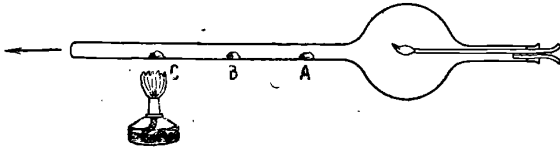


FIG. 9.

Un peu de ponce humide est mis dans un tube de verre assez large (3 à 4 centimètres) pour éviter une trop grande diffusion, à une distance des appareils telle qu'il ne puisse pas y avoir d'action directe du radium (*fig. 10*).

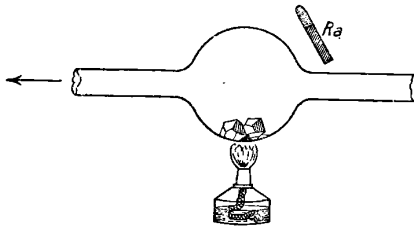


FIG. 10.

On chauffe à la lampe à alcool, et il est facile de montrer que la chauffe en présence du radium produit des ions de faible mobilité, tandis que la chauffe seule ne produit rien et le radium non plus, si l'on a pris les précautions nécessaires pour ne pas être influencé par ses petits ions.

Les rayons de Röntgen peuvent être substitués au radium. Ces radiations jouent donc un rôle analogue à celui de la flamme d'oxyde de carbone, à la différence que celle-ci donne des gros ions avec l'air atmosphérique non filtré, ce qu'on peut vraisemblablement attribuer aux produits de la combustion des poussières.

On peut même obtenir avec de l'air humide et filtré un gaz contenant des gros centres électrisés sans qu'il soit nécessaire de le soumettre à aucune radiation ionisante ; il suffit de faire passer l'air dans

un tube de grès chauffé au rouge vif et contenant des fragments de pierre ponce.

V. — CENTRES NEUTRES.

Les gaz issus des flammes usuelles, par exemple de la flamme du gaz d'éclairage, sont conducteurs, et les ions qu'ils renferment ont une mobilité qui peut descendre jusqu'au $1/300$ de millimètre. Nous venons de démontrer qu'on peut produire un gaz jouissant de propriétés conductrices analogues en lui fournissant à la fois les éléments, *agglomérations matérielles neutres et petits ions*, dont la réunion forme un gros ion. Mais la théorie exposée page 7 conduit à penser qu'on peut s'attendre à trouver, à côté des gros ions chargés, un nombre relativement considérable de centres analogues non chargés.

Nous avons indiqué (p. 882) un moyen de reconnaître la présence de particules neutres en suspension dans un gaz en les soumettant à l'action des rayons Röntgen ou du radium, qui les transforment en gros ions, décelables par les procédés électriques ordinaires. Nous en indiquerons plus loin un second, basé sur un principe totalement différent : c'est l'intensité particulière d'ionisation acquise en barbotant dans les solutions aqueuses par les gaz qui renferment des centres neutres. Nous allons appliquer le premier moyen de recherche aux gaz ordinaires de flamme.

Il faut pour cela nous débarrasser de la conductibilité de ces gaz en les faisant passer dans un condensateur cylindrique assez puissant pour capter tous les ions chargés, ce dont on s'assurera aisément du reste en constatant expérimentalement la non-conductibilité du gaz.

Les gaz sortants passent ensuite dans un ballon de verre mince B servant de chambre d'exposition aux rayonnements ionisants. La capacité de 3 litres convient pour ce réservoir ; plus petit, il ne laisserait pas agir le rayonnement pendant un temps suffisant ; plus grand, il augmenterait trop le temps de séjour du gaz et diminuerait la conductibilité.

Enfin vient le condensateur cylindrique C_2 relié à l'électromètre E qui sert à mesurer la conductibilité du gaz et la mobilité des ions.

La *fig. 11* montre le détail de cette disposition.

L'expérience consiste à montrer que les gaz de flamme, une fois désélectrisés par leur passage à travers C_1 , contiennent encore

quelque chose de chargeable par une exposition à de petits ions. Pour cela on vérifie que, le condensateur C_1 , étant excité, la conductibilité ordinaire du gaz de flamme est bien arrêtée. En approchant alors du ballon un tube de verre scellé et contenant un sel de radium, la conductibilité apparaît de nouveau; elle est bien liée au gaz de flamme, car, en le remplaçant par de l'air ordinaire, toute trace d'électrisation cesse, si l'on a bien pris les précautions nécessaires pour éviter une influence *directe* du radium.

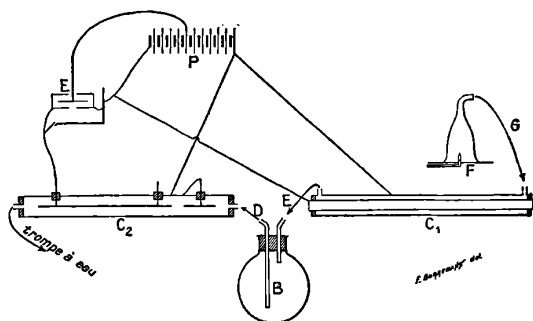


FIG. 11.

Le tableau suivant montre un exemple numérique de ce qu'on mesure dans ces conditions :

Gaz circulant dans l'appareil	État du condensateur C_1	Ionisation en B	Temps pour 15 ^{cm} d'échelle
Gaz de flamme...	C non excité	Pas de radium B	8 sec.
Gaz de flamme...	C excité (350 vol.)	Pas de radium B	300
Gaz de flamme...	C excité (350 vol.)	Radium en B	18
Air ordinaire	C excité (350 vol.)	Radium en B	300

Absence de centres neutres dans les gaz de flamme d'oxyde de carbone. — La même méthode peut servir à montrer que les gaz issus de la flamme d'oxyde de carbone brûlant dans de l'air sec et filtré ne contiennent pas de centres neutres.

Si l'on remplace, en effet, dans l'appareil précédent, le gaz d'éclairage par l'oxyde de carbone, en prenant les précautions indiquées page 880, on constate que l'approche du radium en B ne produit pas de gros ions.

Propriétés des centres neutres. — Les centres neutres provenant de corps humides chauffés semblent tout à fait analogues à ceux des

gaz de flamme. Nous en trouverons encore de très voisins dans le barbotage de certains liquides (pas de l'eau), ainsi que dans l'étincelle, et nous allons étudier quelques-unes de leurs propriétés.

Les centres neutres sont facilement arrêtés par des filtres en coton.

— En intercalant par exemple un tampon de coton ordinaire entre C' et B (fig. 11), on supprime toute la production des gros ions sous l'influence du radium ; le gaz n'est cependant pas desséché par le coton, ce qui indique que les agglomérations ne sont pas dues à de la vapeur d'eau, mais formées de particules en suspension.

La chaleur les détruit également.

Il suffit pour cela d'intercaler un serpentín de cuivre en G, en E ou en D, et de chauffer vers 250°. Dans tous les cas, on constate la disparition des centres neutres.

Or, en G, on avait affaire aux centres neutres mélangés aux ions de flamme, en E aux centres neutres *seuls*, et en D aux centres que le radium vient de charger. Le fait qu'en E la disparition sous l'action de la chaleur ait lieu comme ailleurs semble bien montrer que ce n'est pas une augmentation de diffusion électrique qui intervient, mais une évaporation ou une destruction de l'agglomération sous l'influence de l'agitation thermique.

Centres neutres et ions chargés, vieillissement. — Quand on laisse séjourner les gaz issus de la flamme du gaz d'éclairage dans un récipient un peu grand, une tourie de 30 ou 50 litres, par exemple, on constate que le temps amène deux modifications dans l'état du gaz.

La conductibilité, c'est-à-dire le nombre des ions par unité de volume, diminue assez rapidement et finit par s'annuler, tandis que la mobilité moyenne des ions restants diminue et tend vers $\frac{1}{300}$ de millimètre. C'est le phénomène du *vieillissement* des ions de flamme, signalé par M. Bloch.

On peut montrer que les changements survenus par diminution des mobilités avec le vieillissement sont tout à fait les mêmes pour les centres neutres et pour les gros ions chargés.

Si l'on intercale sur le trajet du courant gazeux deux ballons (fig. 12), l'un A d'une vingtaine de litres, destiné à vieillir les centres, l'autre B de 2 litres ou 3 litres, servant à les exposer au rayonnement du radium, on constate que le résultat final ne change pas quand on permute les positions des deux ballons, c'est-à-dire quand on charge les centres, *avant* ou *après* leur vieillissement.

Tout cela indiquerait plutôt un grossissement des agglomérations dû à des actions qui ne sont pas électriques, et finissant par permettre à la pesanteur d'agir malgré la viscosité et les remous du gaz.

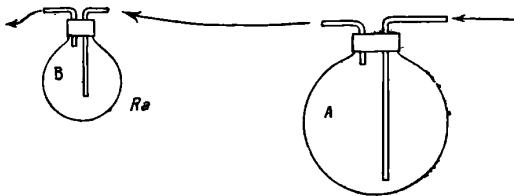


FIG. 12.

Proportion relative des centres chargés. — Quand le radium agit sur le gaz de flamme privé de ses ions chargés, pour transformer en gros ions les centres neutres qu'il contient, on peut se demander quelle proportion des centres neutres est ainsi chargée. Cette proportion, qui, d'après la théorie rappelée plus haut, devrait aboutir à un équilibre indépendant de la radiation à partir d'une certaine intensité de celle-ci, varie, en réalité, avec la distance du radium et le temps d'exposition à son action.

Cela peut être expliqué par la durée probablement assez longue que mettrait l'équilibre à s'établir complètement. Nous aurons l'occasion, du reste, de montrer que l'action du radium tend manifestement à augmenter le nombre des centres chargés, quand il est au-dessous d'une certaine limite et à l'abaisser, au contraire, quand il la dépasse.

L'expérience montre aussi que la proportion chargée est toujours faible, même avec des intensités de radiation relativement fortes.

On peut s'en rendre compte de la manière suivante : une première exposition au radium charge un certain nombre de centres ; on mesure la conductibilité correspondante. On enlève ensuite à l'aide du condensateur d'arrêt les centres ainsi chargés, puis on soumet de nouveau le gaz au rayonnement du radium, et l'on y retrouve une conductibilité à peine inférieure à la première. Il en résulte que le nombre des centres neutres encore présents au moment de la seconde exposition n'est pas beaucoup inférieur à celui de la première exposition.

VI. — IONISATION DES GAZ D'ÉTINCELLE.

Dans le courant de 1907, MM. de Watteville et Hemsalech ont signalé un procédé nouveau pour obtenir des spectres de flamme; il suffit d'alimenter le brûleur d'un bec Bunsen par des gaz ayant passé sur une étincelle électrique; la flamme offre le spectre des métaux entre lesquels éclate l'étincelle; il y a donc de la matière entraînée, et dans un état qui lui permet de rester longtemps en suspension, puisque les auteurs du procédé ont pu observer la coloration de la flamme en intercalant plusieurs mètres de canalisation entre l'étincelle et le brûleur.

Il nous a semblé intéressant d'examiner l'état d'ionisation du gaz ainsi obtenu, ce qui se fait très aisément en lui faisant traverser le long condensateur et le tube collecteur de gros ions déjà employés pour l'étude des centres neutres des gaz de flamme.

L'étincelle produite par une petite bobine d'induction éclate entre des pointes de métal distantes d'environ 1 millimètre; cette étincelle est peu condensée, pour éviter l'échauffement et la vaporisation exagérés des électrodes.

On constate :

1° Qu'il existe des ions des deux signes;

2° Que ces ions ont une mobilité de l'ordre du $\frac{1}{100}$ de millimètre par seconde;

3° Qu'ils sont accompagnés par un nombre considérable de centres analogues, mais non chargés.

Ces derniers centres jouissent de toutes les propriétés que nous avons déjà reconnues aux centres neutres des gaz de flamme; en particulier, ils disparaissent par une élévation de température de 200° ou 300°, ce qui, dans le cas présent, ne saurait s'expliquer par une vaporisation; il faut en rapporter la cause à l'accroissement intense de la diffusion que produit l'augmentation d'énergie cinétique du gaz.

Il y a toujours des ions des deux signes; mais le nombre des ions de chaque signe, à peu près égal pour les ions — et les ions — quand le circuit reliant les électrodes à la bobine ne présente pas de singularités, est très sensible à l'introduction de coupures sur ce circuit; on peut ainsi obtenir des ionisations presque entièrement unipolaires.

C'est en introduisant une coupure sur la portion de circuit qui arrive à l'électrode positive qu'on diminue le nombre des gros ions positifs.

Ce fait est vraisemblablement dû à des oscillations électriques parasites dans les conducteurs; on pourrait peut-être l'employer pour étudier ces oscillations.

Quant à la manière dont se chargent les granules métalliques, on peut concevoir qu'ils soient projetés tout chargés des électrodes, ou bien qu'ils soient projetés neutres dans le gaz riche en petits ions qui accompagne nécessairement le phénomène de l'étincelle.

(A suivre.)

SUR LA DÉTENTE ADIABATIQUE DES FLUIDES SATURÉS (2^e partie);

Par M. E. MATHIAS.

§ 1. — Dans mon précédent mémoire sur la question⁽¹⁾, je m'étais surtout proposé d'établir, de la façon la plus élémentaire possible et en attaquant d'emblée le cas général d'un mélange de liquide et de vapeur saturée de titre x , les formules très condensées :

$$(4) \quad \frac{d\theta}{dv} = -\frac{l}{c_x} \quad \text{et} \quad \frac{dx}{dv} = \frac{m_x}{(u' - u)c_x} \quad (6)$$

qui résolvent immédiatement le problème de la détente adiabatique du mélange saturé. Entraîné inconsciemment par mon étude antérieure sur la détermination expérimentale des points d'inversion de l'anhydride sulfureux⁽²⁾, j'ai donné la discussion de la variation adiabatique du titre x d'un mélange saturé détendu ou comprimé dans le cas d'un corps présentant à l'état de vapeur saturée deux points d'inversion de la chaleur spécifique m' . Or ce cas n'est pas à lui seul le cas général.

J'ai, en effet, montré dans ma thèse, dès 1890⁽³⁾, qu'il était possible que certains corps eussent un point d'inversion double, et que d'autres n'eussent aucun point d'inversion. Je suis revenu sur cette

(1) Voir *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 618; août 1908.

(2) Voir *J. de Phys.*, 3^e série, t. V, p. 381; 1896.

(3) Voir *J. de Phys.*, 2^e série, t. IX, p. 449; 1890.

question dans mon mémoire *sur l'étude calorimétrique complète des liquides saturés* (1) pour établir, indépendamment de toute conception théorique et contrairement à une hypothèse de Ladislas Natanson, qu'il n'était pas possible d'admettre que les lois des états correspondants fussent applicables, en bloc, aux températures d'inversion. D'un autre côté, ce résultat a été obtenu dès janvier 1896 (2) par H. Kamerlingh Onnes en appliquant aux états correspondants le principe de la similitude en mécanique et développé plus tard dans un important mémoire sur les surfaces réduites de Gibbs (3) qu'il convient de joindre, ainsi que la *Communication* n° 23, à la bibliographie que j'ai donnée dans la première partie de cette étude.

Je me propose, dans ce qui suit, de compléter et même de rectifier légèrement la discussion du paragraphe 5 de la première partie de cette étude, de donner ensuite une indication rapide sur les corps qui présentent, suivant les cas, deux points d'inversion de la vapeur saturée, ou pas du tout, et enfin de reprendre l'étude de la détente adiabatique des mélanges et de leurs points d'inversion par une nouvelle méthode géométrique.

§ 2. — Le cas d'un point d'inversion double de m' est à peine différent du cas des deux points d'inversion distincts. Il me suffira, pour le traiter, de généraliser la construction employée pour la *fig. 3* (voir § 4 de la première partie).

La *fig. 1* parle d'elle-même. Pour $x \leq 0,5$, il n'y a qu'un seul point d'inversion pour les mélanges. Pour $x > 0,5$, il y a deux points d'inversion, lesquels se confondent en un seul dans le cas de la vapeur saturée ($x = 1$).

Si on détend légèrement la vapeur saturée à la température du point double DE, il y a un faible abaissement de température, mais le titre ne change pas.

L'hypothèse qu'il n'y a pas de point d'inversion de m' donne une discussion plus intéressante, pour laquelle il suffit de regarder la *fig. 2*. Le cas $x \geq 0,5$ ne change pas et continue à ne présenter qu'un seul point d'inversion, à cause de la persistance des proprié-

(1) *Annales de la Fac. des Sc. de Toulouse*, 1^{re} série, t. X; 1896.

(2) *Verslagen der Afdeling Natuurkunde der Kon. Akademie van Wetenschappen*, t. IV (1895-1896), traduit dans la *Communication* n° 23 du Laboratoire de Leyde.

(3) *Arch. Néerlandaises*, vol. jubilaire du professeur Lorentz, 2^e série, t. V, p. 665, et *Comm.* n° 66 du Laboratoire de Leyde, 1900.

tés de la courbe $\frac{m+m'}{2} = f(t)$, dont l'ordonnée limite $c_c - l_c \frac{\alpha}{\Delta^2}$, à la température critique, est essentiellement positive.

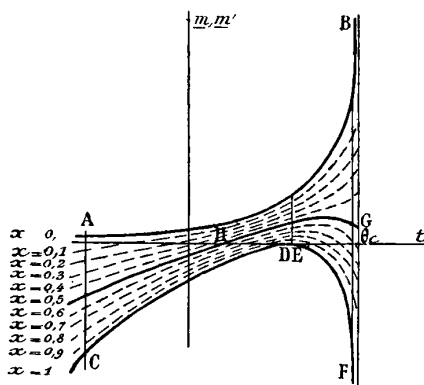


FIG. 1.

Le cas $x > 0,5$ se partage de lui-même en deux autres. Soit, en effet, y la valeur du titre pour laquelle la courbe $m_y = \psi(t)$ est tan-

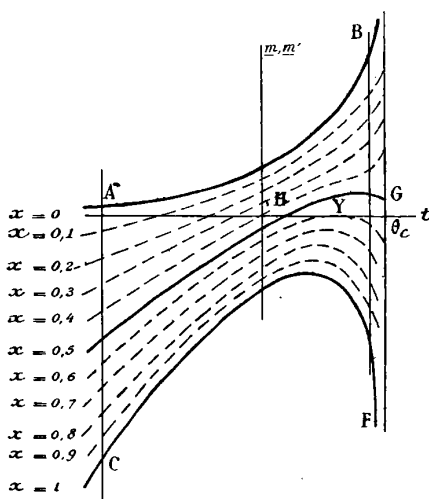


FIG. 2.

gente à l'axe des abscisses⁽¹⁾, reproduisant ainsi pour un mélange le cas du point d'inversion double étudié précédemment.

(1) Dans la fig. 2, le cas se présente pour le titre $x = 0,6 = y$.

Pour x compris entre 0,5 et y , il y a deux points d'inversion θ'_x et θ''_x pour chaque mélange et la discussion se fait comme dans la première partie de cette étude.

Pour $x = y = 0,6$, on a un point d'inversion double.

Pour x compris entre $y = 0,6$ et 1, aucun mélange n'a de point d'inversion; m_x est toujours négatif comme $\frac{dx}{dv}$, la détente se faisant toujours avec abaissement du titre.

Comment déterminer le titre y ? Remarquons d'abord que la température du point de tangence Y de m'_y avec l'axe des abscisses est déterminée géométriquement par la condition que les tangentes aux points H et K des courbes $m = f(t)$, $m' = \varphi(t)$, points situés sur une même ordonnée, se coupent en un point M de l'axe des abscisses. Dès lors, la courbe $m'_y = \psi(t)$, qui passe par le point Y, admet nécessairement pour tangente en Y l'axe des abscisses, puisque toutes les tangentes concourent en M ⁽¹⁾, et l'on a $y = \frac{HY}{HK}$.

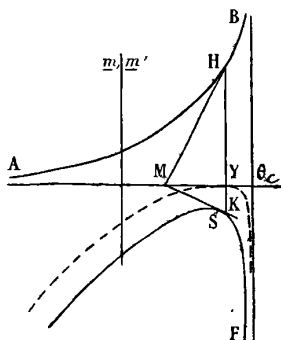


FIG. 3.

Ce qui précède exige que le coefficient angulaire en K soit négatif, c'est-à-dire que le point K soit compris entre la température critique et le sommet S de la courbe $m' = \varphi(t)$.

Pour terminer la discussion relative à la détente des mélanges saturés, il me suffira de faire deux remarques, dont la première se rapporte aux mélanges pour lesquels le titre est extrêmement voisin de

(¹) Voir *J. de Phys.*, 3^e série, t. VII, p. 405; 1898. — Toutes les courbes doivent avoir pour asymptote l'ordonnée critique, ce qui n'est figuré que d'une façon très imparfaite dans les fig. 1 et 2 en particulier.

zéro. Quelque soit le nombre des points d'inversion de m' , c'est-à-dire quel que soit le cas de figure que l'on considère, pour α suffisamment voisin de zéro, la courbe $m_x = f(t)$ reste toujours au-dessus de l'axe des abscisses, même à la température de solidification du liquide. *Pratiquement, il n'y a donc pas de point d'inversion pour ces mélanges très pauvres en vapeur saturée.*

La seconde remarque est relative à la première partie de ce travail, au paragraphe 6 de laquelle le lecteur est prié de bien vouloir se reporter. Il contient, en effet, quelques lignes relatives aux mélanges dont le titre α est compris entre 0,5 et des valeurs extrêmement voisines, mais un peu plus grandes, qui sont entièrement à supprimer, car les mélanges pour lesquels on a $\alpha > 0,5$ ont toujours deux points d'inversion, que α soit de 0,5 ou voisin de 1.

§ 3. — On peut se demander maintenant quels sont les corps qui admettent deux points d'inversion de la chaleur spécifique de vapeur saturée et quels sont ceux qui n'en admettent aucun. La question revient à chercher quels sont les corps pour lesquels le premier point d'inversion θ' existe ou n'existe pas ; en effet, si θ' existe, le second point d'inversion θ'' existe nécessairement, et si θ' n'existe pas, θ'' n'existe pas non plus. L'avantage de cette manière de poser la question provient de ce que, la plupart du temps, la valeur réduite de la température du premier point d'inversion est inférieure à 0,75, c'est-à-dire correspond à une pression de la vapeur saturée de quelques atmosphères seulement, auquel cas on peut admettre que la vapeur saturée suit grossièrement les lois des gaz parfaits. La conclusion de tout ceci est la possibilité de traiter d'une façon tout à fait simple la question posée au début de ce paragraphe.

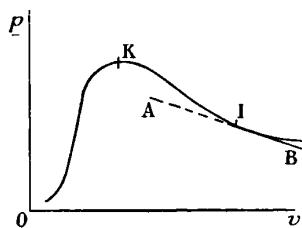


FIG. 4.

Considérons la courbe de saturation d'un corps tracée dans le plan des pv et l'adiabatique AB intérieure à la courbe de saturation et tangente en I à la branche vapeur ; I est le premier point d'inversion.

Il suffit donc d'exprimer que l'adiabatique est l'isotherme d'un gaz parfait (en tant que représentant pour les grands volumes la branche de vapeur de la courbe de saturation) sont tangentes. Or les équations de l'isotherme et de l'adiabatique s'écrivent :

$$(1) \quad pv = R\theta, \quad pv^\gamma = C^{te}, \quad \left(\gamma = \frac{C}{c}\right), \quad (2)$$

ou, avec la notation des états correspondants (1) :

$$(1)' \quad \pi\omega = \frac{8}{3}\tau, \quad \pi\omega^\gamma = C^{te}. \quad (2)'$$

Nous aurons, en introduisant les dérivées logarithmiques, les équations simultanées :

$$(1)' \quad \frac{d\pi}{\pi} + \frac{d\omega}{\omega} = \frac{d\tau}{\tau}, \quad \frac{d\pi}{\pi} + \gamma \frac{d\omega}{\omega} = 0, \quad (2)'$$

d'où enfin

$$(3) \quad (\gamma - 1) \frac{d\omega}{\omega} + \frac{d\tau}{\tau} = 0 \quad (2).$$

On trouve ainsi très simplement une condition qui, jointe à (4)' et à la relation (3),

$$(4) \quad -\mathcal{L}\pi = 3,4 \frac{1 - \tau}{\tau},$$

conduit, comme H. Kamerlingh Onnes l'a montré, à la solution approchée :

$$(5) \quad \tau = 3,4 \frac{\gamma - 1}{\gamma}.$$

τ , étant la température réduite de la vapeur saturée, est nécessairement inférieure à 1, d'où la condition évidente :

$$3,4 \frac{\gamma - 1}{\gamma} \leq 1 \quad \text{ou} \quad \gamma \leq \frac{3,4}{2,4} \quad \text{ou} \quad \gamma \leq 1,417.$$

Pour que la température réduite du premier point d'inversion des

(1) En posant

$$p = \pi p_c, \quad v = \omega v_c, \quad \theta = \tau \theta_c,$$

p_c, v_c, θ_c sont les constantes critiques et π, ω, τ les *grandeurs réduites*.

(2) H. KAMERLINGH ONNES, *Arch. Néerlandaises*, 2^e série, t. V, p. 676.

(3) Indiquée par H. Kamerlingh Onnes pour représenter la pression de vapeur saturée en fonction de la température dans le cas d'un corps qui suit l'isotherme de Van der Waals.

cende au-dessous de $\tau = 0,75$, par exemple, il faut :

$$3,4 \frac{\gamma - 1}{\gamma} \leq 0,75 \quad \text{ou} \quad \gamma < \frac{3,4}{2,65} \quad \text{ou} \quad \gamma \leq 1,302.$$

Ce n'est pas le lieu de refaire ici une discussion qui a été très bien faite par H. Kamerlingh Onnes et qui montre que les corps dénués de points d'inversion de m' sont ceux pour lesquels le rapport $\gamma = \frac{C}{c}$ des chaleurs spécifiques est très grand ($\gamma > 1,42$ environ).

Au contraire, les corps pour lesquels γ est petit présentent le premier point d'inversion à très basse température et par suite ont deux points d'inversion qui sont d'autant plus séparés que γ est plus voisin de 1.

En d'autres termes, les corps dénués de point d'inversion de m' sont des corps dont la molécule contient un nombre d'atomes égal à 1 ou à 2 au plus.

Les corps à deux points d'inversion contiennent en général dans leur molécule un nombre d'atomes plus considérable, et plus ce nombre est grand, plus s'abaisse la température réduite du premier point d'inversion.

§ 4. — A propos de la question posée et traitée au paragraphe précédent, on doit faire une remarque d'un caractère général. La relation (1)

$$(1) \quad \pi \omega \gamma = C^{\text{te}}$$

montre que l'équation réduite de l'adiabatique d'un gaz parfait renferme, à côté des grandeurs réduites π et ω , la constante *spécifique* $\gamma = \frac{C}{c}$. Cela prouve que, même pour les gaz parfaits, les lois des états correspondants ne s'appliquent aux adiabatiques que dans des *groupes* caractérisés par une valeur constante de γ et, par conséquent, sensiblement caractérisés par un même nombre d'atomes dans la molécule.

Pour les gaz parfaits monoatomiques, $\gamma = \frac{5}{3}$; le groupe de ces gaz parfaits est très homogène et les adiabatiques satisfont à la loi des états correspondants.

Pour les gaz parfaits diatomiques, γ est voisin de 1,41; mais il y a déjà un peu de flottement dans la valeur de γ et les adiabatiques sont

déjà un peu moins comparables entre elles au point de vue des états correspondants. Pour les gaz contenant un nombre d'atomes beaucoup plus grand que deux, les choses sont plus compliquées, mais l'observation précédente demeure dans ses grands traits.

Rappelons que H. Kamerlingh Onnes a démontré ⁽¹⁾ que, pour les substances normales ayant le même nombre de degrés de liberté (le même nombre d'atomes) dans la molécule, les états correspondants de Van der Waals sont aussi correspondants au point de vue thermodynamique. Il s'ensuit qu'une classification des corps dans des groupes possédant le même nombre d'atomes dans la molécule est tout indiquée.

Pour atteindre la variation adiabatique dans le cas général, il est commode de chercher l'expression générale de l'entropie d'un gaz et d'égaliser à zéro sa différentielle. Or, Riecke ⁽²⁾ dès 1894 et, après lui, H. Kamerlingh Onnes ⁽³⁾ ont mis cette expression sous une forme analogue à (1)' que l'on peut retrouver ainsi :

$$dS = \frac{dQ}{\theta} = c \frac{d\theta}{\theta} + \frac{l}{\theta} dv = c \frac{d\theta}{\theta} + A \frac{\partial p}{\partial \theta} dv \quad \left(l = A\theta \frac{\partial p}{\partial \theta} \right).$$

Admettons la formule de Van der Waals :

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2}, \quad \frac{\partial p}{\partial \theta} = \frac{R}{v-b}, \quad \text{d'où} \quad dS = c \frac{d\theta}{\theta} + AR \frac{dv}{v-b}$$

d'où, en considérant c comme une constante :

$$\begin{aligned} S &= c\mathcal{L}\theta + AR\mathcal{L}(v-b) + C^{te}, \\ S_c &= c\mathcal{L}\theta_c + AR\mathcal{L}(v_c-b) + C^{te}, \\ \frac{S - S_c}{AR} &= \frac{c}{AR} \mathcal{L} \frac{\theta}{\theta_c} + \mathcal{L} \frac{v-b}{v_c-b}. \end{aligned}$$

Rappelons-nous maintenant que $C - c = AR$, $v_c = 3b$, et introduisons les grandeurs réduites : il vient :

$$\eta = \frac{S - S_c}{AR} = \frac{1}{\gamma - 1} \mathcal{L}\tau + \mathcal{L} \frac{3\omega - 1}{2}.$$

On mettrait, sans plus de difficulté, sous une forme analogue, l'expression de l'énergie interne.

(1) H. KAMERLINGH ONNES, *Comm. du Lab. de Leyde*, n° 23.

(2) ED. RIECKE, *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 379; 1894.

(3) H. KAMERLINGH ONNES, *Arch. Néerl.*, vol. jubilaire de Lorentz, 2^e série, t. V, p. 665, et *Communication du Lab. de Leyde*, n° 66; 1900.

On voit donc que, partout où interviennent les adiabatiques, les lois des états correspondants ne s'appliquent pas en bloc, mais uniquement dans l'intérieur de groupes caractérisés par une valeur constante de $\gamma = \frac{C}{c}$. Cette idée est d'ailleurs exprimée à plusieurs reprises dans la *Thermodynamique* de Van der Waals.

§ 5. — Dans ce qui précède, nous avons d'abord accepté comme un fait d'observation le déplacement des points d'inversion de m' ; puis, grâce aux propriétés des adiabatiques, nous avons vu comment H. Kamerlingh Onnes expliquait le déplacement du premier point d'inversion.

Géométriquement, si l'on considère la *fig. 3* de la première partie de cette étude et les *fig. 1* et *2* de cette seconde partie, tout s'explique par le glissement de l'ensemble des courbes $m = f(t)$, $m' = \varphi(t)$ parallèlement à l'axe des ordonnées, la figure étant la plus basse possible pour les corps monoatomiques, la plus élevée possible pour les corps à molécule très compliquée pour lesquels le rapport $\gamma = \frac{C}{c}$ est très voisin de 1.

Considérons la *fig. 5*, qui représente les courbes en question en fonction de la température réduite τ .

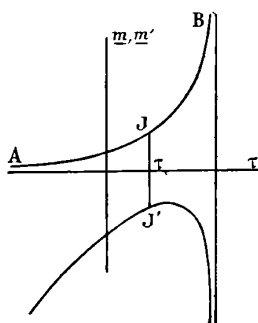


FIG. 5.

A la température absolue θ , on a :

$$JJ' = m - m' = \frac{L}{\theta} - \frac{dL}{d\theta} = -\theta \frac{d}{d\theta} \left(\frac{L}{\theta} \right).$$

Introduisons les quantités réduites :

$$\frac{L}{\theta} = A(u' - u) \frac{dp}{d\theta} = A(\omega' - \omega) v_c \cdot \frac{p_c}{\theta_c} \frac{d\pi}{d\tau}.$$

Comme $\frac{p_c v_c}{\theta_c} = \frac{3}{8} R$, il s'ensuit :

$$\frac{L}{\theta} = A \frac{p_c v_c}{\theta_c} \cdot (\omega' - \omega) \frac{d\pi}{d\tau} = \frac{3}{8} AR \cdot (\omega' - \omega) \frac{d\pi}{d\tau}.$$

On voit donc que $\frac{L}{\theta}$ est le produit de la fonction réduite $(\omega' - \omega) \frac{d\pi}{d\tau}$ par $\frac{3}{8} AR$ qui varie avec le poids moléculaire M du corps étudié ; si, au contraire, on s'astreint à ne considérer que la chaleur de vaporisation moléculaire $ML = L'$, alors le produit MR est une constante que l'on sait être voisine de 2, et le quotient $\frac{L'}{\theta}$ est le même pour tous les corps des températures correspondantes. $\frac{dL'}{d\theta}$, ayant les mêmes dimensions que $\frac{L'}{\theta}$, a également la même valeur à température correspondante, ce qui veut dire que les courbes $L' = \psi(\theta)$ construites pour les différents corps et ramenées sur un même graphique sont homothétiques par rapport à l'origine des coordonnées de ce graphique, les points K, K', K'' , dont les températures sont correspondantes ayant leurs tangentes parallèles et se trouvant sur un même rayon vecteur $OKK'K''\dots$

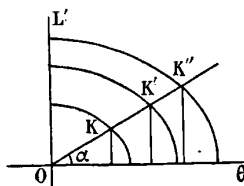


FIG. 6.

Cela étant, il faut admettre que les courbes de la *fig. 5* représentent les chaleurs spécifiques moléculaires du liquide et de la vapeur saturée et que l'axe des abscisses représente des températures réduites.

Dans ces conditions, l'asymptote critique sera la même pour toutes les courbes. D'autre part :

$$JJ' = -\tau \frac{d}{d\tau} \left(\frac{L}{\theta} \right) = -\tau \frac{d}{d\tau} (\text{tang } \alpha).$$

Cela veut dire que JJ' est uniquement fonction des quantités

réduites. Lorsque τ croît de $\frac{1}{2}$ à 1 ⁽¹⁾ le produit passe par un minimum pour lequel les tangentes en J et en J' sont parallèles ; il en est alors de même pour tous les mélanges dont le titre varie de 0 à 1, en vertu de la propriété des tangentes rappelée à la page 891 de ce mémoire.

Ainsi les deux courbes de la *fig.* 5 rapportées à la molécule et à la température réduite sont, pour ainsi dire, rivées l'une à l'autre ; si l'une vient à glisser le long de son asymptote, ce qui fournit tous les cas de figure que l'on a eu à considérer dans les deux parties de ce travail, l'autre doit suivre. Or, si l'une ou l'autre des chaleurs spécifiques moléculaires Mm ou Mm' suivait rigoureusement les lois des états correspondants, les deux courbes de la *fig.* 5 seraient fixes et avec elles les valeurs réduites des points d'inversion de m' , ce qui est contraire à l'expérience ; on ne peut donc pas admettre que les chaleurs spécifiques moléculaires Mm et Mm' suivent en bloc les lois des états correspondants.

Or on a :

$$m = c_0 + l \frac{du}{d\theta}, \quad m' = c_1 + l \frac{du'}{d\theta},$$

c_0 et c_1 étant les chaleurs spécifiques à volume constant du liquide et de la vapeur saturée.

Introduisons les grandeurs critiques, il vient :

$$m = c_0 + A\theta \frac{\partial p}{\partial \theta} \frac{du}{d\theta} = c_0 + A \frac{p_c v_c}{\theta_c} \tau \frac{d\pi}{d\tau} \frac{d\omega}{d\tau}$$

$$m' = c_1 + A\theta \frac{\partial p}{\partial \theta} \frac{du'}{d\theta} = c_1 + A \frac{p_c v_c}{\theta_c} \tau \frac{d\pi}{d\tau} \frac{d\omega'}{d\tau}$$

d'où :

$$Mm = Mc_0 + \frac{3}{8} A (MR) \tau \frac{d\pi}{d\tau} \frac{d\omega}{d\tau}, \quad Mm' = Mc_1 + \frac{3}{8} A (MR) \tau \frac{d\pi}{d\tau} \frac{d\omega'}{d\tau}.$$

Les équations auxquelles on arrive montrent que les chaleurs spécifiques moléculaires Mm et Mm' se partagent en deux parties, dont l'une, celle qui correspond au travail extérieur, obéit aux états correspondants, l'autre partie étant la chaleur spécifique moléculaire à volume constant dont mes expériences sur l'anhydride sulfureux

(1) $\frac{1}{2}$ est en général la limite inférieure réduite du domaine de l'état liquide.

ont donné la variation avec la température, représentée par la fig. 7 (1), qui montre que c_0 et c_1 (ou M_{c_0} et M_{c_1}), toujours positifs, ont une limite finie commune à la température critique, ce qui est d'accord avec l'hypothèse de Raveau.

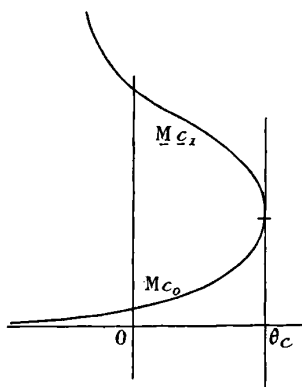


FIG. 7.

Il suit de là que les quantités M_{c_0} et M_{c_1} ne doivent pas obéir en bloc aux lois des états correspondants, mais seulement à l'intérieur de groupes définis par la constance de $\gamma = \frac{C}{c}$. L'expérience est trop peu avancée relativement à la connaissance de c_0 et de c_1 pour vérifier ce dernier point.

§ 6. — Lorsque j'ai rédigé la première partie de ce travail, j'avais surtout en vue de n'introduire dans les formules (4) et (5), qui donnent la solution complète de la question, que des fonctions telles que l , $u' - u$, c_x , m_x — d'un signe toujours bien déterminé et dérivant de l'expérience directe par des opérations arithmétiques très simples.

Dans cet ordre d'idées, je devais considérer une modification adiabatique comme n'étant pas réalisable par l'expérience directe, et la solution du problème posé par l'intersection des adiabatiques intérieures à la courbe de saturation avec les courbes de titre constant (méthode de Raveau) comme n'étant pas dans la forme désirée.

Il n'est que juste de remarquer que, si les adiabatiques ne sont pas connues en tant que résultat de l'expérience directe, elles peuvent résulter indirectement de l'expérience par une voie plus ou moins com-

(1) Voir *J. de Phys.*, 3^e série, t. VII, p. 400; 1898.

nous sa parallèle passant par le point C, sommet de la connode, c'est-à-dire le point critique.

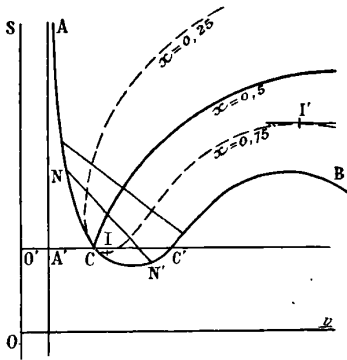


FIG. 8.

En C, le coefficient angulaire de la tangente est *négalif*. La branche CA, relative au liquide, a pour asymptote la parallèle AA' à OS, pour laquelle on a sensiblement :

$$O'A' = \frac{1}{3} O'C.$$

CB est la branche relative à la vapeur saturée ; elle a ici une forme telle qu'elle coupe en trois points la parallèle O'C à l'axe des abscisses, la partie infinie de cette branche ayant une allure parabolique. Il s'ensuit que la branche CB admet en deux points une tangente horizontale (parallèle à O), tandis que CA n'en admet aucune.

Les couples de points N, N', projections des points de contact M, M' (dans l'espace) du plan bitangent à la surface de Gibbs, sont réunis par des droites partagées en quatre parties égales : les lieux de ces points de division sont les courbes de titre constant (*isopsychres*) relatives à $x = 0,25$, $x = 0,5$, $x = 0,75$. Sauf l'isopsychre $x = 0,5$, qui rencontre la connode sous un angle fini, toutes les autres admettent au point C la même tangente que la connode.

Une droite parallèle à l'axe des abscisses représente une modification à entropie constante, donc une modification adiabatique. D'autre part, soit une isopsychre de titre x et un point I de cette isopsychre pour lequel la tangente est horizontale. En ce point, une modification adiabatique infiniment petite ne modifie pas le titre du mélange ; on est donc à un point d'inversion. *La recherche des points*

d'inversion des mélanges saturés se ramène ainsi à la recherche des points des isopsychres pour lesquels la tangente est horizontale.

Nous savons qu'il ne saurait y en avoir pour le liquide et qu'il y en a deux pour la vapeur saturée dans le cas de la *fig. 8*.

. Étudions de près le cas des mélanges. Les isopsychres relatives à des valeurs de α voisines de zéro restent voisines de CA ; le coefficient angulaire de leur tangente, quel que soit son signe, reste toujours grand en valeur absolue ; comme les courbes sont limitées à la partie supérieure de la figure par le phénomène de la solidification du liquide, il en résulte que les mélanges en question ne peuvent pas présenter de point d'inversion.

Pour les valeurs de α inférieures ou égales à 0,5, mais pas trop petites, le coefficient angulaire, d'abord négatif, devient positif, puis nul et de nouveau négatif. Il y a donc un point d'inversion, et un seul correspondant à des valeurs du volume et de l'entropie d'autant plus grandes que α est plus petit.

Le cas de $\alpha > 0,5$ est très différent du précédent parce que les isopsychres coupent cette fois-ci en trois points la parallèle à Ov menée par le point C, l'un de ces points d'intersection étant voisin du point C tandis que l'autre en est très éloigné. Dès lors il y a, sur chaque isopsychre, deux points I et I' où la tangente est horizontale, d'où, par suite, deux points d'inversion ; l'un d'eux correspond à un volume du mélange voisin du volume critique, l'autre à un volume beaucoup plus grand ; il y a donc un point d'inversion voisin de la température critique et un point d'inversion beaucoup plus éloigné de cette température.

Cette recherche des points d'inversion des mélanges nous ayant amenés à préciser la forme générale des isopsychres, la discussion géométrique de la détente adiabatique des fluides saturés devient d'une simplicité extrême.

En effet, soit J et J' les points de CB pour lesquels la tangente est horizontale ; menons les tangentes à CB en J et J'. Ou bien la parallèle à Ov, qui définit la détente adiabatique des mélanges saturés, est au-dessus de la tangente en J, ou elle est intermédiaire entre cette tangente et la droite O'C, ou elle est située entre O'C et la tangente en J'.

Plaçons-nous dans le premier cas : la parallèle PP' à v, qui définit l'entropie constante avec laquelle s'effectue la détente adiabatique, est au-dessus de JJ'.

Dans ces conditions, il y a une isopsychre et une seule tangente à PP' au point I ; soit z le titre de cette isopsychre. Si l'on effectue la détente à partir du liquide saturé, on voit sur la *fig. 9* que, le volume augmentant d'une façon continue depuis le volume spécifique du liquide en D jusqu'au volume correspondant au point I , le titre va constamment en augmentant depuis zéro jusqu'à z ; puis, le volume continuant à augmenter indéfiniment, le titre diminue constamment à partir de z .

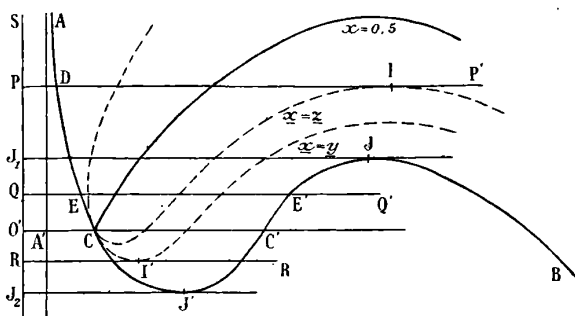


FIG. 9.

Lorsque la détente s'effectue suivant la tangente JJ_1 , le titre va d'abord de 0 à 1, puis diminue à partir de 1 d'une façon constante. Le cas est donc identique au cas précédent, à cela près que $z = 1$.

Supposons maintenant une parallèle QQ' à Ov intermédiaire entre JJ_1 et $O'C$; dès lors, quand on va de E en E' , le titre va constamment en croissant de 0 à 1 sans passer deux fois par la même valeur.

Un cas particulier intéressant est celui pour lequel QQ' est très voisin de CC' . On voit alors qu'une détente adiabatique très faible à partir d'un liquide saturé dont la température est très peu inférieure à la température critique amène le titre du mélange au voisinage de 0,5, c'est-à-dire le partage du système en deux masses sensiblement égales, l'une liquide, l'autre gazeuse. Si la détente continue, le titre croît constamment des environs de 0,5 à 1.

Si la détente s'effectue suivant la droite $O'C$ elle-même, la détente commence à partir de l'état critique; si l'augmentation de volume est infiniment faible, le titre est égal à $0,5 + \epsilon$, ϵ étant une quantité positive extrêmement petite; si la détente continue à se produire, le titre augmente constamment de $0,5 + \epsilon$ à 1, lorsque le point figuratif se déplace de C en C' .

Supposons enfin le dernier cas, celui dans lequel la parallèle RR' est intermédiaire entre $O'C$ et J_2J' . Il y a alors une isopsychre et une seule tangente à RR' en I' ; soit y le titre de cette isopsychre. Dans ce cas, la détente commence à partir de la vapeur saturée, c'est-à-dire avec le titre 1; lorsque le volume augmente à partir de la vapeur saturée, le titre diminue jusqu'à y , après quoi il croît de nouveau jusqu'à 1.

§ 7. — Nous avons étudié dans le paragraphe précédent ce qui se passe quand la chaleur spécifique de vapeur saturée présente deux points d'inversion.

Considérons maintenant le cas de transition et tout à fait exceptionnel pour lequel il y a un point d'inversion double de la vapeur saturée; alors la branche CB de la connode présente un point d'inflexion JJ' à tangente horizontale.

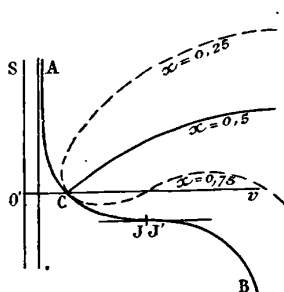


FIG. 10.

Pour la recherche des points d'inversion, on est amené à une discussion absolument identique à celle du cas précédent. Pour x très voisin de zéro, il n'y a pas de point d'inversion. Pour x compris entre une limite voisine de zéro et 0,5, et pour cette dernière valeur elle-même, il y a un seul point d'inversion, car toutes les isopsychres ont une tangente horizontale et une seule. Pour $x > 0,5$, toutes les isopsychres admettent deux tangentes horizontales, et tous les mélanges ont deux points d'inversion qui tendent l'un vers l'autre à mesure que x tend vers 1.

La discussion de la détente adiabatique des mélanges saturés exige encore plusieurs cas. Lorsque la parallèle PP' à Ov est au-dessus de $O'C$, il y a une isopsychre et une seule tangente à PP' au point I ; soit u le titre de cette isopsychre. La détente effectuée à partir du liquide donne un titre variant de zéro à u , puis diminuant

Au point de vue de la détente adiabatique des mélanges saturés, il y a ici trois cas encore à distinguer.

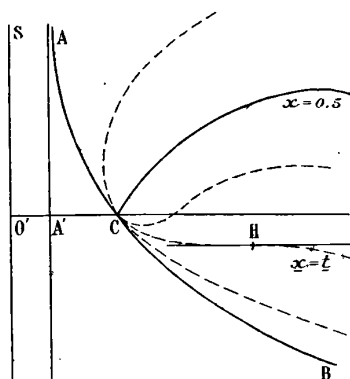


FIG. 12.

Dans le premier, la parallèle PP' à Ov est au-dessus de $O'C$. Alors elle est tangente en I à une seule isopsychre de titre $x = s$. Dès lors, quand on détend à partir du liquide, lorsque le point figuratif va de L en I , le titre augmente de zéro à s , après quoi le titre va constamment en diminuant à partir de s , lorsque le volume croît indéfiniment.

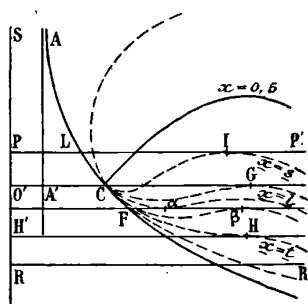


FIG. 13.

Considérons le cas particulier relatif à la parallèle $O'C$; il présente une singularité qui existerait encore dans le cas de transition du paragraphe 7. OC' est, en effet, tangent en G à l'isopsychre $x = l$. Dès lors, en C , la substance est à l'état critique : une augmentation de volume infiniment petite donne un titre égal à $0,5 + \epsilon$ ($\epsilon > 0$) et

très petit); puis, la détente adiabatique continuant, le titre augmente de $0,5 + \varepsilon$ jusqu'à l , après quoi il diminue constamment, quand le volume augmente indéfiniment.

Supposons maintenant une parallèle QQ' intermédiaire entre $O'C$ et la tangente HH' au point d'inflexion H . Ici QQ' est tangent en α à l'isopsychre $x = \alpha'$ en un minimum de l'entropie et en β à l'isopsychre $x = \alpha''$ en un maximum de l'entropie, et l'on a $\alpha'' > \alpha'$. La détente commence en F avec la vapeur saturée et le titre 1; puis le point figuratif allant de F à α , le titre baisse de 1 à α' ; de α à β , le titre qui était passé par le minimum α' remonte jusqu'à un maximum α'' ; puis le volume augmentant indéfiniment, le titre décroît à partir du minimum α'' d'une façon constante. La différence $\alpha'' - \alpha'$ entre les titres du maximum et du minimum tend vers zéro à mesure que QQ' tend vers la tangente HH' .

Le dernier cas à considérer est celui pour lequel la parallèle RR' à $O'C$ est située au-dessous de HH' . Dans ces conditions, la détente commence avec la vapeur saturée et le titre 1; lorsque le volume augmente indéfiniment, le titre diminue constamment à partir de l'unité.

Le cas particulier de la détente adiabatique se faisant suivant la droite HH' n'est pas essentiellement distinct du cas général précédent. Seulement, tandis que le volume continue à augmenter, lorsque le point figuratif du mélange passé par la position H , le titre demeure très sensiblement constant et égal à t pour des valeurs assez différentes du volume. Ce temps d'arrêt n'empêche pas que, le volume augmentant indéfiniment, le titre ne baisse finalement au-dessous de t , en continuant à diminuer d'une façon constante.

Ce qui précède montrera, je l'espère, avec quelle extrême facilité la méthode géométrique considérée permet de résoudre les deux problèmes de la recherche des points d'inversion des mélanges saturés et de la variation du titre dans la détente adiabatique des mêmes mélanges.

Il est intéressant de remarquer que si la représentation des courbes $m_x = f(t)$ met de suite en évidence d'une façon saisissante les points d'inversion des mélanges, la forme de la connode et des isopsychres dans le plan des (S, v) permet de résoudre de la façon la plus immédiate les cas les plus variés de la détente adiabatique des mélanges saturés. Les deux méthodes se complètent l'une par l'autre et l'identité des résultats auxquels elles conduisent est une confirmation précieuse de l'exactitude des formes de courbes adoptées comme

résultant directement ou indirectement de l'expérience. La forme des courbes $m_x = f(t)$ détermine donc celle de la connode et de ses sopsychres dans le plan de (S, v) , et réciproquement. De là des vérifications possibles particulièrement précieuses pour le physicien expérimentateur.

**DE LA CONDENSATION DES VAPEURS
SUR LES SURFACES SOUMISES AUX PROJECTIONS CATHODIQUES⁽¹⁾;**

Par L. HOULLEVIGUE.

Lorsqu'une vapeur se condense sur une paroi froide, le dépôt des gouttelettes ne se fait pas au hasard, mais autour de centres attractifs; le liquide, évaporé, se dépose une seconde fois aux mêmes points; les rayures, où s'accumulent les poussières, déterminent l'alignement des gouttes; un nettoyage imparfait, effectué par friction dans une direction donnée, les aligne encore dans la même direction. Les gouttes déposées sont plus grosses dans les régions où elles sont moins nombreuses, et la compensation se fait de telle sorte que la masse de vapeur déposée par unité de surface reste à peu près constante: en trois régions d'une lame de verre, exposée aux vapeurs de mercure à 150°, on a mesuré le nombre N de gouttelettes par millimètre carré et le diamètre moyen d en millimètres de ces gouttelettes. On constate que Nd^3 est sensiblement constant:

$N = 3\ 537$	$d = 0^{\text{mm}},0065$	$Nd^3 = 9,7 \times 10^{-4}$
6 565	0 ,0053	$9,8 \times 10^{-4}$
23 392	0 ,0035	10×10^{-4}

Enfin, lorsqu'on prolonge l'exposition d'une surface aux vapeurs, les gouttes grossissent, mais leur nombre n'augmente pas; il diminue, au contraire, si ces gouttes, trop serrées, arrivent à se toucher et à se fondre les unes dans les autres.

Ces observations permettent de dénombrer les centres attractifs déposés sur une surface d'après le nombre des gouttes formées, et cette méthode paraît applicable à l'étude des projections cathodiques. Lorsqu'une lame de verre, en partie recouverte par un écran, est soumise pendant quelques secondes à ces projections, puis exposée à l'action d'une vapeur, le liquide se dépose sous forme de

⁽¹⁾ Communication faite à la Société française de Physique: Séance du 19 novembre 1909.

gouttelettes très nombreuses et très petites sur les parties frappées par les projections, tandis qu'il ne forme que de rares gouttes sur les parties protégées; la première région devient alors visible, par un phénomène très analogue au développement d'une plaque photographique impressionnée ou d'un daguerréotype; du reste, l'existence de centres attractifs se manifeste aussi bien en plongeant la lame de verre dans un bain d'argenteure; le dépôt d'argent est beaucoup plus épais dans les parties exposées à la cathode.

De toutes les vapeurs qu'on peut employer pour étudier le phénomène, la vapeur du mercure chauffé à 150° est celle qui se prête le mieux aux observations microscopiques ou à la photographie; la lame de verre *impressionnée* par exposition à une cathode sera donc exposée à 1 centimètre environ d'un bain de mercure bien propre et chauffé, jusqu'à *révélation* de l'image.

Avant d'aller plus loin, il importe de résoudre une question préliminaire : une cathode placée dans le vide projette, outre sa propre substance, des corpuscules qui forment le rayonnement cathodique. A laquelle de ces deux projections doit-on attribuer la formation des centres de condensation ? L'expérience suivante prouve que c'est à la première :

Dans une ampoule reliée à la pompe à vide se trouve, en face et à 20 millimètres d'une cathode plane d'argent, une lame de verre; entre le verre et la cathode sont interposés deux écrans parallèles en mica, percés de trous en regard, de façon à isoler un pinceau de projections; un aimant permet de rejeter les rayons cathodiques sur le bord de la lame de verre, tandis que les projections matérielles, non déviées, aboutissent dans la région centrale. L'appareil étant ainsi disposé et le vide fait à $\frac{1}{1000}$ de millimètre, on fait passer dans l'ampoule la décharge d'une bobine pendant cinq minutes. La lame de verre, enlevée de l'ampoule et soumise aux vapeurs de mercure, est étudiée au microscope; on constate que la partie centrale, frappée par les projections matérielles, s'est recouverte de 23.392 gouttelettes par millimètre carré (*fig. 1*), tandis que la région moyenne n'en contient que 6.565; on n'en trouve même que 3.537 par millimètre carré (*fig. 2*), dans la partie de la lame qui a reçu les rayons cathodiques déviés.

Dans ces conditions, il sera possible de déterminer les dimensions des éléments matériels projetés par les cathodes, à condition d'ad-

mettre (ce sera notre seule hypothèse) que chacun de ces éléments constitue un centre attractif et donne naissance à une gouttelette liquide. Supposons, en effet, que dans une même expérience et dans des conditions de fonctionnement régulier de la cathode, on expose aux projections deux régions d'une même lame de verre,

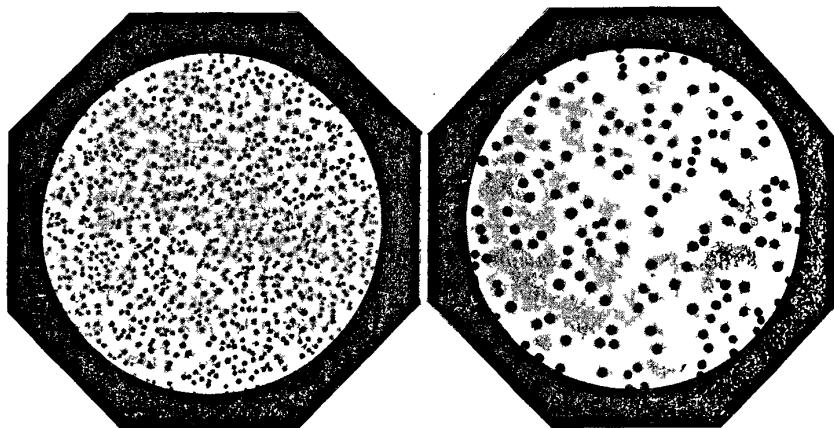


FIG. 1. — Gross. = 190 de diamètre.

FIG. 2. — Gross. = 190 de diamètre.

l'une pendant un temps t assez court pour qu'on puisse déterminer le nombre N de gouttelettes formées par millimètre carré, l'autre pendant un temps T assez long pour qu'il se forme un dépôt métallique d'épaisseur mesurable e millimètres; si v est, en millimètres cubes, le volume des particules projetées, on aura :

$$\frac{NvT}{t} = e,$$

relation d'où on pourra tirer v .

Passons maintenant au dispositif expérimental employé (*fig. 3*) : dans une cloche reliée à la pompe pneumatique de Gaede, pénètrent une cathode plane en laiton argenté par galvanoplastie et une anode A en laiton; c'est en somme l'appareil ionoplastique antérieurement décrit ⁽¹⁾. L'anode A porte une pointe d'acier O autour de laquelle peut tourner un disque d'aluminium percé d'une fenêtre F et munie d'une lame de fer B qui permet de le faire pivoter de l'extérieur à l'aide d'un aimant. Entre A et le disque tournant, on place une

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. II, p. 36; 1903.

lame de verre MNPQ, soigneusement nettoyée. L'anode est reliée au sol, de telle sorte que cette lame est enfermée dans une cage métallique au potentiel zéro qui la protège, sauf la région située en face de F, contre toute action de la cathode.

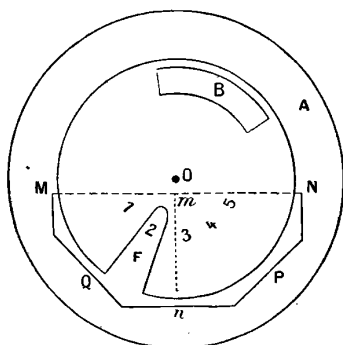


FIG. 3.

Le vide fait, et la bobine d'induction réglée pour une marche régulière, on fait une première pose de quelques minutes, la fenêtre occupant la position 1, jusqu'à ce qu'on obtienne l'état de régime caractérisé par la constance de la pression gazeuse à l'intérieur de la cloche; en effet, la marche du dépôt cathodique varie grandement avec cette pression, qu'il importe de laisser constante pendant toute l'expérience. On maintient ensuite F, en face de la position 2, pendant T secondes, jusqu'à formation d'une pellicule d'épaisseur mesurable, puis on lui fait occuper successivement les positions 3, 4, 5, où on la maintient pendant des durées voisines de 5, 10 et 15 secondes; ces temps sont mesurés au métronome et sans interrompre la marche du courant.

Cette première partie de l'expérience étant achevée, on démonte l'appareil, on retire la lame de verre, qu'on coupe en deux suivant *mn* (un trait au diamant y a été fait par avance). La partie de gauche est alors soumise aux vapeurs d'iode de façon à observer, sur la région 2, la formation d'anneaux colorés d'où on pourra déduire l'épaisseur par la méthode classique de Fizeau; la partie de droite, de son côté, est développée par les vapeurs de mercure, comme il a été exposé plus haut.

Pour compter les gouttelettes formées sur les plages 3, 4, 6, on a

d'abord eu recours à la microphotographie, faite avec un grossissement linéaire 190; on peut, sur les clichés obtenus, procéder à loisir à cette énumération; mais il y avait lieu de craindre que, par suite du médiocre grossissement employé, des gouttelettes exceptionnellement petites n'échappassent à l'observation. C'est pourquoi on a utilisé, en second lieu, l'étude directe de la lame avec l'immersion homogène à l'huile de cèdre et un grossissement linéaire 1250; l'oculaire du microscope portait un micromètre recouvert d'un quadrillage dont chaque carré couvrait exactement un dix-millième de millimètre carré de l'objet; on dénombrait les gouttelettes contenues dans un certain nombre de ces carrés, pris au hasard; ces nombres s'écartaient peu les uns des autres; par exemple, dix carrés au hasard ont donné 21, 19, 20, 20, 18, 27, 22, 24, 23, 24 gouttelettes. On peut donc prendre leur moyenne qui, multipliée par 10.000, représente N; il en faut, d'ailleurs, retrancher le nombre très petit N_0 des gouttes déposées dans les régions protégées de la lame de verre.

Nous avons vu que, dans une même opération, on avait pris, en général, trois poses de courte durée; cette précaution permet de constater qu'il y a proportionnalité entre le temps d'exposition aux projections cathodiques et le nombre des gouttelettes formé. Exemple :

$t = 0$	$N_0 = 5\ 200$	
6 sec.	$N = 146\ 800$	$\frac{N - N_0}{t} = 23\ 600$
9 sec.	172 000	18 500
15 sec.	382 000	25 100

Voici maintenant le résultat des expériences définitives :

1° *Lame* n° 104. — Étude microphotographique, grossissement 190.

$$t = 6 \text{ sec.} \quad T = 15 \text{ min.} \quad N - N_0 = 141\ 600 \quad e = 15 \mu\mu$$

d'où :

$$v = 7 \times 10^{-13} \text{ mm}^3.$$

2° *Lame* n° 107. — Étude directe au microscope, grossissement 1250.

$$t = 5 \text{ sec.} \quad T = 30 \text{ min.} \quad N - N_0 = 304\ 000 \quad e = 47 \mu\mu$$

d'où :

$$v = 4,3 \times 10^{-13} \text{ mm}^3.$$

3° *Lame* n° 108. — Étude directe au microscope, grossissement 1250.

$$t = 5 \text{ sec.} \quad T = 30 \text{ min.} \quad N - N_0 = 218\,000 \quad e = 62 \mu\mu$$

d'où :

$$v = 7,9 \times 10^{-13} \text{ mm}^3.$$

On remarquera que les deux méthodes employées pour l'énumération des gouttelettes ont donné des résultats du même ordre de grandeur. Adoptons pour v la moyenne des trois résultats ci-dessus ; la masse de chaque élément matériel projeté est donc voisine de 6×10^{-12} milligrammes. Or, la masse de la molécule d'hydrogène est, d'après les documents les plus certains⁽¹⁾, $2,8 \times 10^{-24}$ milligrammes ; celle de la molécule d'argent est donc 3×10^{-19} et, par conséquent, chaque particule d'argent projetée par la cathode contient vingt millions de molécules.

En supposant ces particules cubiques, leur côté serait voisin de $80 \mu\mu$. Or on connaît des pellicules dont l'épaisseur n'est que d'un très petit nombre de $\mu\mu$. Il semble donc impossible de se représenter les projections cathodiques comme formées de morceaux arrachés à la cathode et projetés tels quels dans l'espace environnant ; mais on pourrait se figurer le phénomène comme une sorte de vaporisation de la cathode, suivie, dans la région de l'auréole négative, d'une condensation qui déposerait le métal à la surface du verre sous forme de taches capables de se recouvrir partiellement en formant un voile continu, mais non uniforme.

Cette façon d'envisager les projections cathodiques m'a conduit à étudier au microscope, dans les conditions de grossissement et d'éclaircissement les plus favorables, des pellicules d'argent ionoplastique aussi minces que possible. Les observations sont difficiles ; un des dépôts, dont l'épaisseur doit être voisine de $3 \mu\mu$, a donné les résultats suivants : la pellicule d'argent, malgré sa minceur extrême, est continue, car elle peut se détacher du verre et flotter dans l'huile de cèdre, mais elle n'est pas uniforme ; au grossissement linéaire 1250, on y distingue, avec une entière certitude, des grains sombres très serrés dont le diamètre est de l'ordre de $100 \mu\mu$; cette observation paraît favorable à l'hypothèse suggérée ci-dessus.

(1) PERRIN, *Revue du mois*, n° 35, novembre 1908.

LA VITESSE DU SON DANS LES LIQUIDES

(Remarques à propos d'un mémoire de M. Dörsing);

Par M. TIRO MARTINI.

Dans le numéro de mai de ce *Journal* ⁽¹⁾, on trouve le résumé d'une étude expérimentale de M. K. Dörsing ⁽²⁾ sur la vitesse du son dans les liquides déterminée par le moyen des figures de Kundt.

Il y a plusieurs années, j'ai fait moi aussi une longue étude sur le même sujet, en profitant d'une expérience due à Savart ⁽³⁾. Ce célèbre physicien a trouvé qu'un liquide, s'écoulant par un trou pratiqué dans le fond d'un tuyau, produit un son dont la hauteur varie avec la longueur de la colonne liquide. Dans un travail préliminaire ⁽⁴⁾, par lequel j'ai complété les expériences restées incomplètes par la mort de Savart, j'ai déterminé la valeur musicale des sons produits par l'eau, et j'ai trouvé que, à parité de conditions, la hauteur du son varie avec la nature du liquide. Ce fait m'a amené à étudier la vitesse de propagation du son dans les liquides; et tout en renvoyant à mon mémoire original ⁽⁵⁾, j'en résume les conclusions, qui sont entièrement conformes à celles trouvées par M. Dörsing.

1° La vitesse du son dans l'eau croît avec la température;

2° La vitesse du son dans les autres liquides décroît quand la température augmente;

3° Si l'on dissout dans l'eau des substances gazeuses ou solides, la vitesse du son augmente;

4° Dans les solutions salines, la vitesse du son croît avec la concentration;

5° La vitesse du son dans les mélanges alcooliques est plus grande ou plus petite que celle de l'eau, suivant la proportion dans laquelle on a fait le mélange.

Il n'est pas possible de faire une comparaison exacte entre les

(1) *J. de Phys.*, ce volume, p. 374.

(2) *Annalen der Physik*, t. XXV, n° 1, p. 250.

(3) Des phénomènes de vibration que présente l'écoulement des liquides par des ajourages courts. Mémoire posthume de F. Savart, *Comptes rendus de l'Ac. des Sc.*, t. XXXVII, p. 208.

(4) *Atti del R. Istituto Veneto*, série V, t. VIII, p. 961, et série VI, t. II. — *J. de Phys.*, 2° série, t. I, p. 314; 1882; et t. III, p. 218; 1883.

(5) *Appendice agli Atti del R. Istituto Veneto*, série VI, t. IV.

données numériques obtenues par M. Dörsing et les miennes, soit à cause de la différence des températures relatives aux liquides purs, soit à cause de la diversité du degré de concentration des dissolutions. C'est pourquoi, en bornant la comparaison aux données qui présentent le moins d'écart par rapport aux températures, nous donnons le tableau suivant où t désigne la température, v la vitesse trouvée par M. Dörsing, v' celle trouvée par moi-même et u celle calculée en partant de la valeur du coefficient de compressibilité.

Liquides	t	v (Dörsing) mètres-seconde	v' (Martini) mètres-seconde	u mètres-seconde
Eau distillée	13°	1 245		
	13 7		1 437	
	13 4			1 457 (Grassi)
Alcool éthylique.....	12 5	1 131		
	8 4		1 263	
	7 3			1 234 (Grassi)
Éther.....	15	973		
	0		1 145	
	0			1 124 (Jamin)
Essence de térébenthine.	15	1 185		
	3 5		1 371	
	3 5			1 375 (Quincke)

De ce tableau il résulte que les nombres v' sont plus proches des valeurs de u que ceux trouvés par M. Dörsing, lesquels se maintiennent, cependant, inférieurs aux miens avec une constance suffisamment approchée, si l'on tient compte de la diversité des conditions dans lesquelles on les a obtenus. Les conclusions relatives à l'allure du phénomène sont donc en complet accord, ce qui démontre que la géniale expérience de Félix Savart a pleinement servi au but que je m'étais proposé, ainsi que je l'avais déjà remarqué en constatant l'accord de mes résultats, relatifs aux mélanges alcooliques, avec ceux de MM. Pagliani et Palazzo, relatifs aux variations de la compressibilité de ces mélanges ⁽¹⁾.

(1) *Sulla compressibilità dei miscugli di alcool etilico ed acqua (Atti della R. Acc. delle Scienze di Torino, vol. 19, adunanza del 15 giugno 1884).*

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

1^{er} semestre 1909.

ALBERT TURPAIN. — Les ondes dirigées en télégraphie sans fil. — P. 28.

Réclamation de priorité.

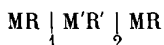
K. BIRKELAND. — Les orages magnétiques polaires et les aurores boréales.
P. 30 et 1006.

Nouvelles photographies obtenues avec le dispositif de l'auteur (1), montrant les spirales lumineuses, les anneaux presque fermés formés autour et à une certaine distance des pôles magnétiques de la petite sphère.

La première grande précipitation est composée de rayons descendant à peu près perpendiculairement sur la sphère, tandis que les précipitations du côté nuit doivent être produites par des rayons frôlant la sphère de très près. Les rayons frôlant la terre doivent être producteurs d'orages magnétiques; l'énergie qu'ils transportent peut être de l'ordre d'un milliard de chevaux, de sorte que dans les taches solaires, il doit exister une désintégration telle que la chaleur solaire pourrait bien avoir son origine dans la désintégration de la matière. L'auteur montre aussi que les orages magnétiques polaires, ceux de 1882-1883 en particulier, s'expliquent bien par sa théorie et l'étude des photographies.

M. CHANOZ. — Modifications de la différence de potentiel au contact de deux dissolutions aqueuses d'électrolytes sous l'action du courant continu. — P. 33 618, 986.

Le passage du courant à travers la chaîne symétrique de dissolutions aqueuses d'électrolytes :



provoque une dissymétrie des contacts 1 et 2 se traduisant par l'apparition, dans la chaîne, d'une force électromotrice dépendant, pour

(1) C. R., 21 septembre 1908.

l'intensité et le signe, non seulement de la nature des dissolutions, mais aussi du sens de passage du courant.

Si les dissolutions ont un ion commun, la dissymétrie consiste en des variations inverses des concentrations aux deux contacts liquides, M'R' se concentrant au point de sortie du courant si l'anion est commun, et se concentrant au point d'entrée si c'est le cation.

Si les dissolutions n'ont pas d'ion commun, la dissymétrie provient de la modification de la concentration globale des ions aux contacts 1 et 2, et de la production de réactions chimiques qu'on peut en général prévoir.

Résultats expérimentaux.

J. THOVERT. — Influence de la qualité de l'éclairément sur la reproduction photographique des couleurs. — P. 37.

Résultats expérimentaux et théorie montrant qu'il est impossible de réussir correctement une reproduction de sensations colorées par l'intermédiaire d'une action photographique totale sans régler d'une façon précise la courbe de sensibilité de l'émulsion en fonction de l'éclairément employé.

A. BERGET. — Méthode gravimétrique de sensibilité constante pour la mesure des hautes altitudes. — P. 59.

La sensibilité du baromètre pour la mesure des hauteurs décroît à mesure que l'on s'élève dans l'atmosphère, tandis que les appareils fondés sur la gravitation ont une sensibilité constante. Ces appareils existent; il est donc souhaitable que les constructeurs en réalisent un, avec adjonction d'un enregistreur.

A. ANGOT, R. CIRERA, J. COMAS, SOLA et D. EGINITIS. — Sur le tremblement de terre du 28 décembre 1908. — P. 63, 202 et 739.

Courbes des sismographes.

RINGELMANN. — Dynamomètre pour essais de moteurs à grande vitesse angulaire. — P. 87.

Il consiste en une lame de ressort radiale, entraînée par un toc fixé sur le volant du moteur, et fixée à l'extrémité d'un arbre portant

un tambour entraînant, par courroie, une résistance quelconque. La flexion est transmise à une pièce qui peut coulisser dans l'intérieur de l'arbre du dynamomètre, tout en tournant avec lui, et qui sort de l'arbre sur une table qui porte : une aiguille devant un cadran indiquant à chaque instant l'effort transmis au dynamomètre, un totaliseur des kilogrammètres transmis, un enregistreur sur le papier duquel se trace la ligne des efforts transmis, un compteur de tours du moteur et un tachymètre enregistreur. Il est complété par un jaugeur permettant de voir la consommation, et un compteur d'eau à bascule pesant l'eau qui s'échappe de la double enveloppe du moteur à une température donnée par un enregistreur.

A. BERGET. — Sur une formule de vitesse applicable à la propulsion dans l'air. — P. 90.

Cette formule est :

$$v = C \sqrt[3]{\frac{F}{S}},$$

V étant exprimé en myriamètres à l'heure, F en chevaux-vapeur, S la surface de la section maxima du ballon en mètres carrés et C le coefficient d'utilisation du dirigeable.

FOIX. — Sur le rayonnement de l'oxyde de cérium. — P. 92.

Vérification expérimentale de la relation (1)

$$E = 1 - \frac{2\beta + \delta (e^{\beta l} - e^{-\beta l})}{(\alpha + \beta + \delta) e^{\beta l} - (\alpha - \beta + \delta) e^{-\beta l}}$$

qui donne, pour une radiation, le pouvoir émissif E d'une lame diffusante d'épaisseur l , formée d'un corps amorphe très divisé. α et δ sont les pouvoirs absorbant et réflecteur diffus, rapportés à l'unité d'épaisseur, d'une lame infiniment mince recevant, sous toutes les incidences et avec la même intensité, un rayonnement uniformément diffus. Enfin $\beta = \sqrt{\alpha(\alpha + 2\delta)}$.

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 135; 1908.

DE PEZZER. — Sur un pupitre traducteur applicable aux phonographes. — P. 94.

Un défaut commun à beaucoup de chanteurs est une mauvaise prononciation que le phonographe exagère encore. L'auteur adapte au phonographe un appareil porteur d'une bande où se trouve inscrit le texte accompagnant la musique et qui amène continuellement sous les yeux de l'auditeur la traduction de chaque syllable au moment de son émission. Détails sur la confection des bandes.

G. LIPPMANN. — Appareil pour enregistrer l'accélération absolue des mouvements sismiques. — P. 138.

L'équation du mouvement du pendule, si le sol est immobile, est :

$$u'' + au' + bu = 0,$$

et si le sol se déplace avec une accélération x'' , est :

$$u'' + au' + bu = -x''$$

u désignant l'élongation par rapport au sol du pendule sismique. Si on munit le pendule d'une lentille qui projette sur un papier sensible l'image d'un point P pris sur le fil d'un galvanomètre à corde ou circule un courant de force électromotrice proportionnelle à la somme d'un terme en u' et d'un terme en u'' , le déplacement de l'image, proportionnel à un terme en u , u' , u'' , peut être rendu proportionnel à $u'' + au' + bu$, par suite l'image reste immobile. L'appareil n'inscrit plus que l'action des forces perturbatrices et sa déviation mesure alors l'accélération du mouvement du sol.

A. DE LA BAUME-PLUVINEL. — Sur une lunette zénithale photographique. — P. 147.

Un objectif est placé à l'extrémité supérieure d'un tube vertical; la face postérieure est plane et rendue horizontale. Au-dessous, à une distance $\frac{F}{2}$, est un bain de mercure. L'image d'une étoile de distance zénithale x , au moment de sa culmination, se forme en un point de la face supérieure de l'objectif, à une distance de l'axe optique Δ_1 telle que $F \tan x_1 = \Delta_1$. Pour une autre étoile, on aura $F \tan x_2 = \Delta_2$.

De plus si δ_1 et δ_2 sont les déclinaisons de deux étoiles, l'une culminant au nord, l'autre au sud, on aura :

$$z_1 + z_2 = \delta_1 - \delta_2$$

d'où :

$$\sin(z_1 - z_2) = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\Delta_1 + \Delta_2} \sin(\delta_1 - \delta_2)$$

par suite z_1 et z_2 .

Δ_1 et Δ_2 se mesurent en fixant présque au contact avec la face postérieure de l'objectif une plaque sensible. La partie de cette face postérieure en regard de la plaque sensible est argentée, et on a, tracé sur l'argenteure, un réseau dont on forme l'image sur la plaque en éclairant le système par une source au plan focal.

JEAN BECQUEREL. — Sur quelques phénomènes optiques et magnéto-optiques dans les cristaux aux basses températures. — P. 158.

Étude des causes de divergence entre les résultats de l'auteur et ceux de MM. du Bois et Elias (1).

L. DE LA RIVE et CH.-EUG. GUYE. — Sur une propriété caractéristique d'un réseau hexagonal de petits aimants. — P. 161.

L'orientation des aimants se fait exclusivement suivant l'une des trois directions hexagonales, même sous l'action d'un champ extérieur notable. Si l'on fait tourner l'ensemble des boussoles, primitivement dirigées suivant l'hexagonale qui a été amenée parallèle au champ terrestre, d'un angle moindre que 30° , l'orientation ne change pas ; mais si l'angle est supérieur à 30° , l'orientation est alors celle de l'hexagonale voisine, faisant avec le champ un angle inférieur à 30° . Il y a donc, quand le champ tourne, de brusques variations de 60 en 60° .

Th. GUILLOZ. — Dispositif optique pour faire varier l'éclairement d'une surface suivant une loi déterminée d'avance. — P. 164.

Le procédé consiste à prendre comme objet lumineux une source

(1) *Akad. Wet.*, Amsterdam, 1908.

rectiligne, d'éclat intrinsèque uniforme, perpendiculaire à la direction de l'axe d'une lentille cylindrique, devant laquelle on place un diaphragme dont la courbe d'ouverture répond à $y = f(x)$.

ROMUALD MINKIEWICZ. — L'induction successive des images colorées après une très forte excitation de la rétine et les théories classiques de la vision. — P. 184.

La rétine développe alors toute une série spectrale d'images successives très intenses se succédant dans l'ordre spectral, les plus réfrangibles les premières, sans être interrompues par des teintes complémentaires. Ces faits sont incompatibles avec les théories classiques de la vision.

H. GUILLEMINOT. — Rayons X de haute pénétration obtenus par filtrage. Détermination des doses efficaces retenues. — P. 186 et 652.

Courbes de transmission des rayons X de différentes qualités à travers les principaux tissus de l'organisme. L'auteur propose la considération de la dose efficace, dose qui tend à s'absorber à une profondeur donnée et qui est le produit de la dose incidente par le taux d'absorption à ce niveau, le taux étant défini la quantité d'énergie que retiendrait 1 millimètre de tissu situé à cette profondeur, si l'absorption restait constante pendant toute la durée de ce millimètre.

DE MONTESSUS DE BALLORE. — Sur une interprétation possible des ondes de la phase principale des sismogrammes. — P. 200.

Il faut considérer les premiers et seconds frémissements préliminaires comme des ondes élastiques respectivement longitudinales et transversales, mais développées dans le milieu ébranlé par le phénomène sismique initial, tandis que les ondes de la troisième phase, la principale, ne sont autres que le mouvement sismique proprement dit, le seul capable de dégâts. L'étude des déplacements produits le long de la faille Stevens Creek-Portola, au Mexique, montre que certains déplacements ont dû avoir lieu par oscillations autour de la position finale d'équilibre, les oscillations pouvant correspondre aux diverses ondes de la phase principale du sismogramme.

G. REBOUL. — Phénomène électro-capillaire dans les gaz aux basses pressions.
P. 221.

En remplaçant l'eau acidulée de l'électromètre capillaire par un gaz à basse pression que l'on ionise, tout se passe comme si on avait remplacé cette eau par un liquide très faiblement conducteur. Il se produit des phénomènes électro-capillaires, qu'on peut expliquer par l'existence d'une couche électrique double à la surface métal-gaz, le feuillet positif étant du côté métal.

Si on produit un champ intense entre le mercure de la pointe alors en quartz et une électrode métallique, il finit par se produire un arc, le niveau s'écarte de l'extrémité de la pointe, quel que soit le sens du champ, par suite d'une brusque augmentation de la constante capillaire qui peut s'expliquer par la disparition de la couche double. Cette couche permet peut-être d'expliquer la dissymétrie entre la cathode et l'anode et la répugnance qu'une cathode offre toujours au passage du courant.

JEGOU. — Dispositif pour renforcer sensiblement le son perçu dans la réception avec détecteur électrolytique. Son application pour servir d'appel. — P. 223.

On utilise l'accouplement inductif des téléphones (1) et on place perpendiculairement à la membrane du téléphone un crayon de charbon dont une extrémité reposera directement près du centre de la membrane et dont l'autre est maintenue dans une alvéole en charbon comme pour un microphone. Un second récepteur téléphonique de faible résistance est intercalé dans le circuit d'un accumulateur de ce microphone.

Si le détecteur est exposé à des ondes suffisantes pour faire émettre par le premier téléphone un son perceptible à quelques centimètres, le second téléphone peut alors être entendu dans une salle. Avec un téléphone haut parleur on obtient un dispositif d'appel.

(1) *C. R.*, juin 1908.

E. ESTANAVE. — Plaque à réseaux lignés donnant le relief stéréoscopique à vision directe. — P. 224.

L'auteur ramène à une seule plaque les éléments du stéréogramme ⁽¹⁾. Pour cela, le réseau ligné est tracé sur une plaque de verre d'épaisseur convenable et isolé par un vernis quelconque; l'autre face de la plaque porte l'émulsion sensible. De plus, la glace dépolie qu'il fallait placer derrière la diapositive est remplacée en induisant cette diapositive d'un vernis ou prenant une émulsion à aspect mat. Cette plaque unique, placée face réseau en avant dans la chambre noire munie de deux objectifs disposés, de façon que les deux images se superposent sur la plaque, enregistrera une image composite qui, inversée et observée par transparence du côté du réseau, présentera à vision directe la sensation de relief stéréoscopique, d'où le nom de plaque autostéréoscopique. Si de plus, on coule l'émulsion sensible sur un écran polychrome, on aura, dans les mêmes conditions, une plaque autostéréochrome.

MOUREAUX. — Sur la valeur des éléments magnétiques à l'Observatoire du Val-Joyeux au 1^{er} janvier 1909. — P. 250.

Éléments	Valeurs absolues	Variation annuelle
Déclinaison occidentale.....	14° 36' 31	— 6' 59
Inclinaison.....	64° 43' 8	— 0,8
Composante horizontale.....	0,19733	— 0,00011
— verticale.....	0,41803	— 0,00047
— nord.....	0,19095	— 0,00001
— ouest.....	0,04976	— 0,00039
Force totale.....	0,46227	— 0,00047

A. ANGOT. — Tremblement de terre des 23 janvier, 9 février et 11 juin 1909. P. 251, 444 et 1640.

D. EGINITIS. — P. 739.

Courbes du sismographe Milne, au parc Saint-Maur et du sismographe de l'observatoire d'Athènes.

(1) C. R., 1906 et 1908.

G.-A. TIKHOFF. — Recherches nouvelles sur l'absorption sélective et la diffusion de la lumière dans les espaces interstellaires. — P. 266.

La photographie des Pléiades en utilisant 4 filtres laissant passer respectivement les rayons ultra-violet, indigo violet, jaune vert et orangés, montre que la différence d'éclat des étoiles brillantes et faibles des Pléiades augmente d'une façon inattendue en passant des rayons orangés aux ultra-violet. Même phénomène pour la chevelure de Bérénice. Il faut donc admettre l'absorption sélective, ou la diffusion de la lumière, ou toutes les deux ensemble dans toute l'étendue de l'espace céleste.

J. DE KOWALSKI. — Sur le déclin de la phosphorescence à basse température. P. 280.

Étude, à la température de l'air liquide, de la phosphorescence des solutions alcooliques de benzène et de ses dérivés conduisant à la loi suivante : « Les émissions à grande longueur d'onde diminuent plus rapidement d'intensité que celles à petite longueur d'onde. » On sait que, conformément à la loi de Wien, le contraire se produit pour l'émission lumineuse causée par l'élévation de la température.

JEAN MEUNIER. — Sur la combustion des gaz sans flamme et sur les conditions d'allumage par incandescence. — P. 292.

La combustion sans flamme est réellement un mode de combustion vive, comme l'explosion ou la flamme, donnant lieu à une production régulière de CO^2 et de vapeur d'eau ; elle diffère essentiellement des deux autres, en ce que les couches gazeuses convergent vers le foyer d'allumage qui est la substance incandescente, et la combustion s'effectue seulement à sa surface, au lieu que, dans l'explosion, la marche de l'inflammation est divergente. Aussi, à cause de sa marche convergente, elle est instable et passe facilement au mode divergent sous l'action des causes extérieures. Expériences avec un brûleur Auer, sans manchon, ayant à son centre une tige implantée qui maintient droite une spirale de platine, qu'on chauffe pour obtenir l'incandescence ; il est alimenté par un mélange combustible de gaz d'éclairage et d'air.

DUCLAUX. — Extension aux colloïdes de la notion de solubilité. — P. 295.

Une solution colloïdale sera enfermée dans un vase perméable au dissolvant, imperméable au corps dissous, et on exercera sur elle une pression supérieure à la pression osmotique de ce corps. Le dissolvant filtrera à travers la paroi et la concentration ira en augmentant jusqu'à une certaine limite et sous une certaine pression, au delà de laquelle la colloïde prendrait l'état solide. La concentration limite peut être appelée la solubilité du colloïde, sa mesure pourra servir à la classification des colloïdes, à leur séparation, à reconnaître leur pureté et leur stabilité. Comme cette solubilité est en rapport très étroit avec les propriétés de la micelle, son étude sera en réalité celle des propriétés irréductibles de la micelle.

JACQUES DANNE. — Sur un nouveau produit radioactif de la série de l'uranium.
P. 337.

Description de la méthode employée pour la concentration de l'uranium X, et qui a conduit à caractériser une substance radioactive nouvelle, se classant entre l'uranium et l'uranium X, parent immédiat de l'uranium X, très difficilement séparable de l'uranium, et que l'auteur propose d'appeler radio-uranium.

ANDRÉ LÉAUTÉ. — Note sur les stries des étincelles oscillantes. — P. 339.

Théorie mathématique de la décharge d'un condensateur à travers une bobine à deux couches de fil, montrant l'existence des stries, permettant de calculer leur nombre et sa variation suivant les oscillations. Le courant qui parcourt la bobine est la somme de deux courants sinusoidaux. Le premier a la fréquence prévue par la formule de Thomson, le second a une fréquence plus grande, et c'est son existence qui permet d'expliquer tous les effets relatifs aux stries.

GEORGES MOREAU. — Sur la masse de l'ion négatif d'une flamme. — P. 324.

Description et théorie du dispositif employé. L'ion négatif d'une

flamme à 2000° a pour masse 1^{er},1 10^{-25} , plus lourd qu'un corpuscule ($0,75 \cdot 10^{-27}$) plus léger qu'un atome d'H (10^{-24}). Ceci tiendrait à ce que l'ion négatif s'attache une ou plusieurs molécules de la flamme qu'il conserve pour quelques libres parcours, puis les abandonne pour effectuer les autres parcours à l'état de corpuscule, d'où l'observation d'une mobilité et d'une masse moyennes.

G. REBIÈRE. — Sur la composition chimique de l'argent colloïdal électrique. P. 354.

On admet en général que les colloïdes obtenus par la pulvérisation électrique des métaux selon la technique de Bredig sont purs. L'auteur, par cette méthode, a obtenu des solutions d'argent colloïdal qui doivent être considérées comme renfermant, à l'état d'équilibre au sein de l'eau, des grains d'argent insoluble et de l'argent ionisé, celui-ci se trouvant probablement sous la forme d'oxyde, peut-être en partie carbonaté.

HENRY-A. PERKINS. — Effet sélectif dans l'ionisation d'un gaz par un champ alternatif. — P. 398.

Un pôle d'un transformateur est relié à un anneau métallique qui entoure un tube vidé; l'autre pôle est au sol. On constate alors qu'en reliant les deux électrodes à un galvanomètre, celui-ci est traversé par un courant continu de l'ordre de 10^{-7} ampère au maximum, dont la valeur et le sens dépendent de la position de l'anneau et de la pression du gaz. L'auteur donne les résultats obtenus aux diverses pressions et un essai de théorie du phénomène.

C. FÉRY et C. CHENEVEAU. — Sur la température de fusion du platine. — P. 401.

W. W Aidner et G.-H. BURGESS. — P. 1177.

Les mesures du point de fusion du platine diffèrent de 4,6 0/0. Les expériences de Féry et de Cheneveau, où l'on utilise pour la fusion soit le passage du courant, soit le bec Meker, donnent des divergences de 30 à 40°, qui semblent tenir à la nature du milieu gazeux où se fait la fusion.

M. Waidner et Burgess montrent que les divergences doivent

surtout tenir à la connaissance insuffisante de la constante de la loi de rayonnement de Wien et que le point de fusion de platine doit être 1770° à 20° près.

A. PÉROT. — Sur le renversement de la radiation verte émise par l'arc au mercure dans le vide. — P. 404.

Étude par la méthode interférentielle de la raie verte de longueur d'onde voisine de 5641, constituée par une composante principale C et 18 satellites (1), dont l'un, S, est particulièrement brillant dans l'arc au mercure, employé ici en forme de H. Dans l'observation normale à l'axe du tube horizontal, on voit toujours les anneaux de C et S, accompagnés de satellites faibles. Si on observe dans la direction du tube horizontal, S garde la même apparence; quant à C, dès que la pression devient notable, elle donne une ligne noire partant de la région médiane de l'anneau et qui peu à peu augmente, mais avec une dyssymétrie qui entraîne l'ensemble vers les grandes longueurs d'onde.

Pour une pression de 25 à 30 centimètres, on croirait voir les anneaux dus à trois raies de S, C', C'' presque équidistantes et d'intensités presque égales; puis C'', située vers le rouge, disparaît si la pression est encore plus élevée. On est ainsi amené à penser que C et S sont d'espèce différente.

A. GARGAM DE MONCETZ. — Sur l'influence des régions extrêmes du spectre dans les phénomènes de solarisation. — P. 406.

L'infra-rouge et l'ultra-violet sont les régions grâce auxquelles se fait l'ascension vers le second maximum de la courbe des opacités; les rayons bleus s'y opposent au contraire.

A. LEDUC. — Compressibilité des gaz entre 0 et 3 atmosphères et à toute température. — P. 407.

L'écart à la loi de Mariotte peut se mettre sous la forme

$$E' = 1 - \frac{pv}{p_0v_0} = mp + np^2$$

(1) STANSFIELD, *Nature*, 1908.

928 COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES
en prenant comme origine des pressions, une pression p_0 très faible
qu'on pourra considérer comme nulle.

L'auteur donne pour 20 gaz les valeurs de m et n tirées des
formules :

$$\begin{aligned}m\pi 10^4 &= X(-19,8) + 54X - 27X^2 + 38X^3 \\n\pi^2 10^4 &= 5X^2(X - 0,95)\end{aligned}$$

π étant la pression critique, et X étant l'inverse de la température
réduite.

E. KOHN, ABREST et J. CARVALLO. — Phénomènes thermiques
accompagnant l'action de l'eau sur la poudre d'aluminium. — P. 410.

Cette substance attaque l'eau en s'oxydant partiellement pour
former des oxydes d'Al hydratés. L'action se passe en deux phases :
l'une exothermique, où l'oxydation partielle s'effectue énergique-
ment, l'autre endothermique très lente due à l'hydratation de
l'oxyde. La quantité de chaleur dégagée serait 90.000 calories par
molécule d'aluminium.

P. PASCAL. — Propriétés magnétiques de quelques gaz facilement liquéfiables.
P. 413.

Étude de SO_2 , NH_3 , C^2Az^2 , Az^2O^4 , CH_3NH_3 , CH_3Cl , Cl li-
quéfiés.

Leur susceptibilité spécifique à 16° , celle de l'eau étant prise égale
à $-7,5 \cdot 10^{-7}$, varie entre -2 et $-11 \cdot 10^{-7}$. Par extrapolation, on
peut déduire pour ces mêmes corps à l'état gazeux, à 0 et 76, des
susceptibilités spécifiques de l'ordre de -8 à $-18 \cdot 10^{-10}$.

THOULET. — Dissolution des poussières ferrugineuses d'origine cosmique
dans les eaux de l'Océan. — P. 445.

Les poussières éoliennes recueillies sur une tour de la cathédrale
de Nancy se dissolvent dans l'eau de mer en notable proportion.
L'eau des océans emprunte donc aux matériaux cosmiques une
partie de son fer, qui se précipite ensuite sur le fond en forme de
croûtes ferrugineuses ou de grains oolithiques riches en phos-
phore.

H. POINCARÉ. — Les ondes hertziennes et l'équation de Fredholm.
Diffraction des ondes hertziennes. — P. 449, 812, 966 et 1488.

Théorie mathématique.

M. GOUY. — Sur les rayons magnéto-cathodiques. — P. 455 et 681.

Observation des phénomènes magnéto-cathodiques en se mettant à l'abri des rayons parasites émis par les parois électrisées de l'ampoule, et utilisant un champ magnétique de 2 à 4 000 gauss. Si le tube possède deux cathodes voisines reliées métalliquement, chacune produit son faisceau indépendant; mais, si on amène les deux faisceaux à coïncider, la partie entre les deux cathodes s'illumine vivement, et les autres parties s'affaiblissent. De plus la vive lumière vient presque toucher la cathode.

L'anode, bien dégagée des rayons magnéto-cathodiques et placée dans un espace suffisant, s'entoure d'une belle couronne lumineuse magnéto-anodique, dont le milieu est obscur, dont la forme varie suivant le sens du champ par rapport à l'anode, et qui paraît constituée en hélice. Cette couronne disparaît si un rayon magnéto-cathodique intense la traverse; entre elle et l'anode il y a une chute de potentiel anodique considérable, qui devient insignifiante quand la couronne disparaît.

Si le tube renferme plusieurs anodes, dont les unes reçoivent les rayons magnéto-cathodiques, ce sont elles qui recueillent la presque totalité du courant; le gaz, grâce à une ionisation intense, est donc relativement bon conducteur sur le faisceau magnéto-cathodique.

Enfin, s'il existe dans l'ampoule un diaphragme obligeant le courant à passer par une petite ouverture, il naît à cet endroit des rayons magnéto-cathodiques de striction, dont le faisceau est émis dans une seule direction, celle où le potentiel électrique est croissant, la grande valeur du gradient du potentiel à l'ouverture étant sans doute la cause de cette émission.

M. LA ROSA. — Effets thermiques de l'arc musical; fusion probable du carbone.
P. 475 et 617.

Les particules de carbone rencontrées par la décharge intermit-

tente atteignent l'état liquide, et il faut pour cela que la température de l'arc chantant, dans les conditions où il émet le spectre d'étingelle, soit réellement plus élevée que celle de l'arc ordinaire.

LÉON LECORNU. — Sur la statique graphique de l'aéroplane. — P. 471.

Théorie mécanique.

RENÉ ARNOUX. — Force et puissance de propulsion des hélices aériennes. — P. 472.

La force de propulsion est définie par l'effort qui est susceptible de développer l'hélice suivant son axe de rotation. Le produit de cet effort par la vitesse de translation suivant ce même axe définira la puissance propulsive. L'auteur en donne l'expression, la discute et en déduit l'avantage des hélices de grands diamètres, à grandes surfaces de pales tournant lentement, sur les petites hélices à grande vitesse angulaire.

DEVAUX-CHARBONNEL. — Sur la constitution des lignes souterraines qui amènent dans les grandes villes les circuits téléphoniques. — P. 478.

On sait que la présence de lignes souterraines diminue considérablement l'intensité de la voix. Les calculs de l'auteur montrent que, pour éviter cette diminution, il faut des lignes de grande impédance et d'amortissement minime et pour cela, prendre des câbles à faible capacité.

A. DUFOUR (1). — Sur l'existence d'électrons positifs dans les tubes à vide. Sur le phénomène de Zeeman. — P. 481, 622-775.

JEAN BECQUEREL. — P. 546-707.

Réponses à des objections réciproques.

G.-D. HINRICHS. — Sur le poids atomique du potassium. — P. 484.

Le poids atomique du potassium est $39\frac{1}{8}$ exactement.

(1) Voir aussi ce volume, p. 411.

E. FOUARD. — Les propriétés colloïdales de l'amidon, en rapport avec sa constitution chimique. — P. 502.

L'étude de la solubilité réversible de l'amidon colloïdal sous l'influence des alcalis ou de la chaleur conduit à représenter ainsi la composition et la structure colloïdale de l'amidon : la dissolution par la potasse ou l'eau dépend d'une hydrolyse réversible, dans laquelle la particule, colloïdale ou dissoute, est graduellement divisée en éléments plus simples, jusqu'à l'unité, la maltose. L'amidon, espèce chimique définie ⁽¹⁾, est donc simplement le produit de condensation, de degré variable et indéterminé, du maltose, véritable noyau moléculaire de cet hydrate de carbone. Cette condensation réversible se produit par élimination d'une ou plusieurs molécules d'eau entre deux molécules de maltose. De plus les changements d'état physique du colloïde dépendent essentiellement de ses variations chimiques.

D. GERNEZ. — Sur l'effet présumé de la cristallisation pour modifier les propriétés de la solution d'un corps résultant de l'union directe de deux solutions. — P. 537.

L'auteur, à la suite d'expériences faites sur les tartrates, montre que, lorsqu'un corps composé résulte de l'union directe de deux corps dissous, sa solution conserve les mêmes propriétés, quand on l'examine immédiatement après le mélange des deux solutions ou après avoir fait passer par l'état cristallisé le composé formé, contrairement à ce qu'avait montré une vieille expérience, probablement faite avec peu de précision.

A. LEDUC. — Volumes moléculaires, densités, poids atomiques. Poids moléculaire du toluène. — P. 548 et 832.

Calcul pour 20 gaz à partir des données critiques. Les résultats montrent bien que la méthode des volumes moléculaires permet de déterminer les poids atomiques avec une très grande précision, et qu'il importe peu qu'on opère sur des gaz quasi permanents ou très faciles à liquéfier ; cette même méthode, appliquée au toluène,

(1) C. R., t. CXLVII, p. 813.

donne pour poids moléculaire moyen 92,083, nombre dont la différence avec le poids moléculaire 92,088, déduit des poids atomiques, est inférieure aux erreurs d'expériences.

HENRYK ARCTOWSKI. — Sur les variations de la répartition de la pression atmosphérique à la surface du globe. — P. 589.

Diagrammes, d'où il ressort que les variations arctiques doivent avoir une influence plus grande que celle des régions désertiques ou océaniques et continentales ; mais, dans ces transports énormes d'air, il existe certaines permanences, plus ou moins longues.

L. TEISSERENC DE BORT. — Lois de distribution de la température avec la hauteur aux diverses latitudes, et suivant les régimes météorologiques différents. — P. 591.

L'arrêt de la décroissance de la température à une certaine hauteur faisant place à un régime où la température présente de petites oscillations dans des sens différents, mais oscille autour de l'isothermie, est un phénomène absolument général.

La zone de l'atmosphère où cesse la décroissance pour faire place à la zone isotherme (couche chaude ou isothermie approchée) est située en moyenne à une plus grande hauteur dans les maxima barométriques que dans les aires de basses pressions.

L'altitude la plus grande est atteinte à l'avant des grandes dépressions barométriques, dans la zone qui confine à l'aire de haute pression. Au contraire, elle est de 3 à 4.000 mètres plus bas vers l'arrière et le plus bas possible dans la disposition particulière d'isobares, dites couloirs de basses pressions.

G. REBOUL. — Actions électrocapillaires et décharge dans les gaz raréfiés. — P. 617.

Quand une goutte de mercure s'écoule d'un tube capillaire dans un gaz, il se forme des charges positives et négatives mises facilement en évidence dans l'air raréfié. Si alors, entre le mercure du tube capillaire et une électrode, on produit une différence de potentiel voisine du potentiel disruptif, la décharge se produit avec un retard qui est nul dès qu'on provoque l'écoulement du mercure qui fournit les ions nécessaires pour amorcer la décharge. Cette décharge

se produit encore même si, le mercure étant négatif, la différence de potentiel diffère de 20 volts et plus du potentiel disruptif. Il doit y avoir aussi une influence de la variation de surface de la goutte diminuant la différence de potentiel au contact mercure-air.

E. BLOCH. — Sur le rôle des impuretés dans l'effet photoélectrique sur les liquides.
P. 621.

L'eau et les solutions aqueuses ne sont pas photo-électriques lorsque leur surface est parfaitement propre, condition qui ne peut être réalisée que moyennant d'extrêmes précautions. Toutes les eaux naturelles sont donc nettement photo-électriques. Comme la terre est chargée négativement par effet Hertz, la lumière solaire provoque la sortie dans l'atmosphère de charges électriques qui contribuent à sa conductibilité.

J. THOVERT. — Spectrophotométrie à champ uniforme. — P. 625.

Si on limite le faisceau émergeant d'un spectroscope par une fente conjuguée de la fente collimatrice, l'œil placé en arrière verra le champ éclairé d'une teinte uniforme. En séparant sur deux portions contiguës du champ les éclairissements provenant de deux sources distinctes, on réalise un dispositif spectrophotométrique à champ uniforme. L'auteur donne les diverses dispositions que l'on peut employer et décrit un instrument simple réalisé par lui.

H. PÉCHEUX. — De l'influence des matières étrangères au métal sur la thermoélectricité et la résistivité de l'aluminium. — P. 627.

Le silicium comme le fer relèvent les forces électromotrices des couples Al — Cu ; ils relèvent de même la résistivité de l'aluminium, et le coefficient de température principal est d'autant plus élevé que la teneur en impuretés est plus élevée elle-même.

G. BRUHAT. — Recherches sur le coefficient de diffusion de l'émanation d'actinium. — P. 628.

Ce coefficient varie en raison inverse de la pression, comme pour
J. de Phys., 4^e série, t. VIII. (Décembre 1909.) 64

les autres gaz. La mesure de ce coefficient dans l'hydrogène et le gaz carbonique conduit au poids moléculaire 70 pour l'émanation.

RENÉ MARCELIN. — Observations sur la cristallisation spontanée. — P. 631.

Le pouvoir de cristallisation spontanée diminue avec le temps total pendant lequel la matière a été maintenue à l'état liquide, mais est indépendant du nombre de cristallisations qui fractionnent ce temps total de fusion ; il diminue lorsque la température à laquelle le liquide a été maintenu augmente.

L'hypothèse de poussières en suspension se coagulant ou se dissolvant pendant la fusion et sur lesquelles se feraient les germes donne une bonne interprétation des phénomènes observés, la nature de l'impureté solide ayant du reste une grande influence, puisque, en particulier, les poussières de tension superficielle nulle sont sans effet.

CH. FABRY et H. BUISSON. — Comparaison des raies du spectre de l'arc électrique et du soleil. Pression de la couche renversante de l'atmosphère solaire. — P. 688 et 1240.

Pour la plupart des raies, qu'on peut considérer comme normales, le déplacement quand on passe de l'arc au soleil, est de quelques millièmes d'angström vers le rouge ; cet accroissement de longueur d'onde, attribué à la pression de la couche renversante de l'atmosphère solaire, correspond à une valeur de cette pression de 5 à 6 atmosphères. Quelques raies présentent des déplacements anormaux, dus à l'élargissement dissymétrique de ces raies dans l'arc. Ces déplacements anormaux disparaissent avec l'arc dans le vide et reprennent la même valeur que pour les raies normales.

D. DRZEWIECKI. — Equations fondamentales pour l'étude expérimentale des aéroplanes. — P. 699.

Théorie mathématique

A. ETÉVÉ. — Sur les mesures du coefficient de la résistance de l'air effectuées au moyen d'expériences faites en aéroplane. — P. 701.

On trouve $k = 0,084, 0,14, 0,113$.

A. DEBIERNE. — Sur la décomposition de l'eau par les sels de radium. — P. 703.
 MIROSLAW KERNBAUM. — P. 705.

Elle est due à l'action probable des rayons γ ; il y a un excès d'hydrogène par rapport à l'O, par suite il doit y avoir formation de composés oxygénés.

M. Kernbaum montre qu'il se forme de l'eau oxygénée.

MARAGE. — Utilité de la méthode graphique dans l'étude des instruments de musique anciens. — P. 709.

Étude de quelques instruments de musique anciens venant du Pérou à l'aide de la méthode graphique. On peut reconnaître d'après les notes rendues et l'histoire des diverses gammes s'ils sont anciens ou modernes.

V. POSEJPAL. — Sur les forces électromotrices d'aimantation. — P. 711.

Étude des couples Fe—Cu, Fe—Zn, Cu—Zn. Leur force électromotrice change, si l'on excite dans le voisinage d'une série de soudures un champ magnétique intense. Ce changement est indépendant de la direction du champ; il est probablement dû à une nouvelle force électromotrice croissant, mais non proportionnellement, avec le champ, et de sens opposé à la force thermo-électrique, si les soudures chaudes sont dans le champ, de même sens dans le cas inverse. Le contraire semble être vrai seulement pour les champs faibles et le couple Cu—Zn.

JACQUES DUCLAUX. — Cryoscopie des colloïdes. — P. 714.

Il existe entre la pression osmotique P (en mégabaryes) et la différence Δ (en degrés) des points de congélation du solvant pur et de la solution la relation :

$$P = 12,2 \Delta$$

si le solvant est l'eau, et sans rien supposer sur la nature de la solution. L'expérience montre qu'il en est bien ainsi pour les solutions colloïdales.

A. DE LA BAUME-PLUVINEL et F. BALDET. — Sur le spectre de la comète Moréhouse 1908 C. — P. 159.

Tableau. — La plus grande partie des radiations de la comète est fournie par un même gaz présentant un spectre de bandes dont les têtes suivent la loi de Deslandres, et qui n'a pu être identifié avec aucun spectre des bandes connu.

C. RAVEAU. — Stabilité et déplacement de l'équilibre. — P. 767 et 1093.

Théorie thermodynamique. On en déduit, par exemple : que la capacité calorifique à volume ou à pression constante, la compressibilité adiabatique ou isotherme sont plus grandes lorsqu'on laisse se produire les modifications intérieures que lorsqu'on les entrave. De même on peut en déduire les résultats particuliers énoncés par divers auteurs, MM. Gouy et Duhem en particulier.

G.-A. HEMSALECH et A. ZIMMERN. — Etincelle de résonateur. Analyse spectroscopique. — P. 773.

Le spectre que présente l'étincelle, l'appareil étant bien accordé, est celui de l'étincelle de capacité, où prédominent les lignes de l'air. Au voisinage immédiat des électrodes, on distingue les vapeurs du métal, dues à une simple projection au départ de l'électrode. Quand on diminue la distance explosive, le spectre qui prédomine est un spectre de bandes, probablement de l'azote ; les lignes de l'air disparaissent, la vapeur métallique conserve le même aspect. C'est ce même spectre que l'on observe quand l'appareil est mal accordé.

WOLOGDINE. — Sur les propriétés magnétiques de quelques composés du fer. P. 776.

Tableau des températures de transformations magnétiques d'un certain nombre de composés : carbure, phosphure, sulfure, oxyde.

C. FÉRY. — Sur l'approximation des corps noirs employés comme récepteurs.
P. 777 et 1043.

Comparaison de l'absorption de plaques recouvertes de corps absorbants différents avec celle d'un corps creux de même surface d'ouverture ; elle montre que ces corps peuvent posséder des propriétés sélectives faussant les résultats. A 100° , le noir le meilleur réfléchit encore 18 p. 100 de l'énergie incidente ; il est donc indispensable d'avoir recours à un récepteur intégral.

G. MILLOCHAU. — Contribution à l'étude du rayonnement. — P. 780.

Expériences et discussion montrant que les actinomètres actuels, dont le récepteur est un corps thermométrique recouvert de noir, ne mesurent qu'une partie seulement du rayonnement qu'ils reçoivent et que, pour avoir un actinomètre absolu, il y a lieu de le munir d'un récepteur ayant les propriétés d'un radiateur intégral.

L. BLOCH. — Flamme de phosphorescence et flamme de combustion du soufre. — P. 782.

La phosphorescence du soufre vers 200° est accompagnée, comme celle du phosphore, de formation intense d'ozone, fait remarquable puisque l'intervalle $200-250^{\circ}$ est indiqué généralement comme température de destruction de l'ozone. Cette phosphorescence n'est accompagnée d'aucune ionisation. De même, quand la température atteint 360° , la phosphorescence est remplacée par la flamme bleue de combustion du soufre, dépourvue aussi de conductibilité.

On n'observe pas non plus d'ionisation dans l'oxydation de SO^2 en SO^3 par la mousse de platine. L'ionisation des flammes usuelles doit donc être recherchée, non dans l'élévation de température, mais dans des actions chimiques particulières.

H. DESLANDRES, A. BERNARD et J. BOSLER. — Complément et résumé des observations faites à Meudon sur la comète Morehouse. — P. 805.

Historique des recherches. — La bande forte $\lambda 391.4$ est due pro-

blement à l'azote ; comme cette bande est émise aux très basses pressions dans le laboratoire et se forme à la rencontre du gaz avec le rayonnement cathodique, on peut considérer que la bande observée annonce l'émission par le Soleil d'un rayonnement cathodique. Les trois raies nouvelles λ 456, 426, 401, qui apparaissent doubles, constituent peut-être le caractère le plus constant des spectres cométaires. Enfin la comète émet seulement le groupe le plus intense du spectre du cyanogène, avec ses bandes λ 388 et 387.

H. BUISSON et Ch. FABRY. — Dispositif pour la mesure des très petits déplacements des raies spectrales. — P. 828.

On utilise un appareil interférentiel, système de deux surfaces planes argentées maintenues parallèles. Chaque radiation monochromatique qui traverse l'air donne un système d'anneaux à l'infini ; un objectif en projette l'image dans son plan focal où se trouve la fente du spectroscopie. On a ainsi, dans le cas d'un spectre à raies brillantes, chaque image de la fente réduite à un certain nombre de points brillants, intersection de la fente avec les anneaux. Dans le cas du spectre solaire, si la fente est fine, on a un spectre cannelé à franges très serrées et légèrement courbes, et, sur ce spectre, apparaissent, rectilignes, les raies noires du spectre solaire. Si la fente a une largeur convenable, les raies sont alors une série de points noirs. La distance de deux points correspondants donne le diamètre d'un anneau, et la comparaison des diamètres d'anneaux dans deux cas successifs donne la variation de longueur d'onde.

CHARLES MOUREU et ADOLPHE LÉPAPE. — La radioactivité des sources thermales de Bagnères-de-Luchon. — P. 834.

Tableau des résultats. — Cette station est nettement radioactive ; la radioactivité des gaz spontanés y est particulièrement forte.

L. SUDRY. — Etude lithologique des fonds de l'étang de Thau. — P. 885.

Lorsque l'agitation de l'eau devient de plus en plus forte, c'est-à-dire lorsque la profondeur devient de plus en plus faible, on constate : 1° l'augmentation du gravier et du sable, la diminution de

l'argile; 2° l'augmentation de la proportion de calcaire et l'accroissement, dans les proportions les plus fines, des minéraux lourds ($d > 2,8$) par rapport aux légers; 3° l'oxydation du sulfure de fer, formée aux dépens des sulfates de l'eau de mer et du fer des sédiments par l'intermédiaire des substances organiques.

EDMOND BAUER. — Sur le rayonnement et la température des flammes du bec Bunsen. — P. 908.

Les flammes colorées ont sensiblement la même température que les flammes non lumineuses. De plus l'identité des températures (vers 1.750°) de la flamme mesurée par les rayons restants (1) ou le renversement de la raie D, et surtout la courbe des températures des divers points de la flamme montrent que la température est le facteur essentiel dans l'émission des spectres de raies par les flammes.

E. HANRIOT. — Sur le rayonnement des sels de potassium. — P. 910.

Ce rayonnement est sensiblement homogène, probablement dû uniquement à des rayons β produits, non par un élément radioactif connu, mais, soit par le potassium lui-même, soit par un corps inconnu qui lui est toujours associé.

JEAN BECQUEREL. — Sur un type nouveau de décomposition magnétique des bandes d'absorption des cristaux. Production simultanée de systèmes polarisés circulairement en des sens opposés. — P. 913.

Les prétendus doublets à polarisation incomplète sont les quadruplets (ou peut être des types plus compliqués) formés de deux doublets (ou de deux parties), dont les polarisations sont de sens contraires. Toutes les composantes sont totalement polarisées; il n'y a pas de véritables « résidus de polarisation » supposés par M. Dufour (2).

H. DESLANDRES. — Sur une solution générale du spectrohéliographe. — P. 968.

Description et dessin du spectro-héliographe de Meudon. L'appar-

(1) C. R., t. CXLVII; 1908.

(2) A. DUFOUR, ce vol., p. 411.

reil comprend en réalité quatre spectro-héliographes différents groupés autour d'un même collimateur, d'un même objectif astronomique et d'un même cœlostât. Ces quatre spectrographes sont, les uns à deux fentes, les autres à trois, à chambres très différentes. Des moteurs électriques système Baudot leur assurent les deux mouvements nécessaires : mouvement de l'objectif astronomique et mouvement de la plaque photographique placée derrière la seconde ou la troisième fente.

H. DESLANDRES et L. d'AZAMBUJA. — Reconnaissance des couches supérieures du calcium et de l'hydrogène dans l'atmosphère solaire et des mêmes filaments noirs dans les deux couches. — P. 1011 et 1235.

HALE. — P. 1025.

Les images de l'hydrogène obtenues jusqu'ici étaient le mélange d'images différentes, et représentaient, comme l'image K_{23} du calcium, le mélange de couches différentes. Si on veut avoir la couche supérieure seule, il faut isoler seulement le centre même de la raie noire. Alors apparaissent les filaments noirs, qui se retrouvent les mêmes avec l'hydrogène et le calcium, et qui sont le caractère principal des couches supérieures de l'atmosphère solaire.

Quant aux plages faculaires noires, signalées en 1903, elles sont dues pour une large part à une cause instrumentale. M. Hale rappelle les différents aspects des flocculi H_{α} de l'hydrogène.

D. GERNEZ. — Lenteur de la transformation spontanée de la variété instable aux basses températures de certains corps dimorphes. — P. 1015.

Étude de l'iodure mercurique et de l'iodure thalleux, qui présentent la surfusion cristalline (conservation de la forme instable aux températures où l'autre forme est stable). Cette surfusion, pour les deux corps étudiés, persiste pendant un certain nombre d'années, en l'absence de la forme stable. Détails expérimentaux.

PECHEUX. — Thermo-électricité et résistivité des cupro-aluminiums. — P. 1041.

La résistivité des cupro Al croît avec la teneur en Al, passe par un maximum à 7,5 0/0, puis décroît. Pour l'alliage à 94 0/0, elle se

rapproche beaucoup de celle de l'Al métallique. Le coefficient de température principal diminue quand la teneur en Al augmente jusqu'à 10 0/0. Enfin l'addition de petites quantités d'Al au cuivre augmente très sensiblement la résistivité de ce dernier.

G. MALFITANO. — Sur les propriétés physico-chimiques des particules colloïdales dites micelles. — P. 1045.

L'auteur montre que les résultats de J. Duclaux ne sont pas contradictoires avec les siens; la contradiction réside dans l'interprétation.

PIERRE GIRARD. — Rôle de l'électrisation de contact dans la perméabilité des membranes aux électrolytes. — P. 1047 et 1186.

La plupart des acides monovalents et des bases qui diffusent dans l'eau plus rapidement que la plupart des sels neutres monovalents, diffusent à travers les membranes moins vite que ceux-ci. L'abaissement de la perméabilité de la membrane est moindre pour les acides à ions négatifs di et trivalent qui la chargent moins énergiquement par contact. Tous ces faits accusent donc le rôle de la polarisation de la paroi, polarisation qui s'interprète par l'existence d'une force électromotrice de filtration. Comme à l'intérieur d'une cellule vivante, le protoplasma n'est pas neutre, la polarisation de la membrane par les ions H ou OH jouera son rôle dans la perméabilité de celle-ci aux électrolytes.

J. AUDRAIN et R. DEMERLIAC. — Sur les inégalités du potentiel électrique en différents points de l'organisme. — P. 1060.

Les observations à l'électromètre capillaire montrent que la main droite paraît être à un potentiel plus élevé que la gauche, que le potentiel est différent en deux points symétriques des bras, etc. La différence est fonction de la fatigue musculaire, de l'état nerveux, etc.

Le commandant HALLUITE. — Orage sur mer. — P. 1066.

Formidable orage ou les décharges électriques étaient très rap-

prochées et les éclairs avaient la forme de holidés qui s'épanouissaient en envoyant des rayons de tous côtés, ou plutôt de bombes qui éclataient en éclairant le ciel.

OESTEN BERGSTRAND. — Sur la détermination photographique des couleurs des étoiles. — P. 1079.

Application de la méthode due aux frères Henry d'après laquelle on peut déterminer photographiquement la longueur d'onde moyenne de la lumière des étoiles. On peut ainsi distinguer parmi les étoiles deux grandes classes bien marquées : les étoiles blanches λ 420 et les étoiles jaunes λ 440 à 450. La transition de l'une à l'autre est assez brusque et le soleil λ 430 constitue la limite entre les deux classes.

GEORGES MESLIN. — Sur la polarisation par diffusion latérale. — P. 1095.

Les liquides formés par l'association de l'acide borique avec des liquides dont l'indice est supérieur à son indice efficace (1,42 environ) : benzine, aniline, essence de térébenthine, etc., présentent par transmission diffuse le dichroïsme positif, c'est-à-dire que la vibration restante est verticale, tandis que, par réflexion diffuse à 90° du rayon incident, elles offrent, à l'inverse des autres liqueurs, le dichroïsme négatif, la vibration la plus intense étant celle qui s'exécute dans le plan horizontal. — Même phénomène avec l'acide pyrogallique.

ALPHONSE BERGET. — Sur un amplificateur microscopique divergent. — P. 1097.

Il est formé d'une ou plusieurs lentilles divergentes de court foyer serties dans un tube qu'on peut faire glisser dans le corps du microscope.

P. VAILLANT. — Sur l'évaporation des solutions aqueuses. — P. 1099.

L'addition ⁽¹⁾ d'acidé sulfurique à l'eau ne modifie pas la constante

(1) C. R., 19 avril 1908.

$$q = BS \frac{F-f}{H},$$

à la condition de remplacer la pression maxima F de l'eau pure par la pression F' de la solution réalisée.

L'auteur généralise cette observation sur des solutions de NaOH, PO^4H^3 , KCl, KBr, KI, NaCl, NaNO^3 , LiCl, CaCl^2 et glycérine. Les solutions de KOH présentent des anomalies.

E. MATHIAS. — Recherche sur le diamètre de l'acétylène. — P. 1102.

Préparation de l'acétylène pur par la méthode de Moissan. L'équation du diamètre rectiligne trouvée est

$$y = \frac{\delta + \delta'}{2} = 0,25431 - 0,00064t,$$

δ et δ' désignant les densités de vapeur saturée et du liquide à la température t .

La température critique θ a été trouvée $37^{\circ},05$, la densité critique Δ 0,2306; la constante :

$$a = -\alpha \frac{273 + \theta}{\Delta}.$$

α , désignant le coefficient angulaire du diamètre rectiligne, est égale à 0,850 (CO^2 0,860), et la constante $b = \frac{a}{\sqrt{273 + \theta}}$ est égale à 0,493 (CO^2 0,489).

A. ANGOT. — Sur la valeur et la variabilité des moyennes barométriques. — P. 1131.

De ces valeurs on doit conclure qu'il est, *a priori*, tout à fait illusoire de chercher, dans les variations de pression qui se présentent d'une année à l'autre, une apparence quelconque de périodicité, même de périodes dont la durée serait au moins de quarante ans. Si ces périodes existent, l'amplitude des variations qui leur correspondent est négligeable devant les variations accidentelles et ne peut être mise en évidence par les observations.

V. CRÉMIEU. — Emploi de la balance de torsion comme sismographe. — P. 1161.

Un solide de révolution, supporté par un fil métallique BC, peut osciller pendulairement autour d'axes horizontaux passant par B et azimutalement autour d'un axe vertical passant par B. Si, G étant son centre de gravité, B, C, G sont en ligne droite, il y aura indépendance complète des oscillations pendulaires et azimutales; l'indépendance n'existera plus dans le cas contraire, et l'auteur montre alors qu'avec des rubans d'acier pouvant supporter des poids élevés, on pourra observer des variations azimutales considérables dans des conditions où les variations pendulaires ne sont pas perceptibles. Il résulte de là : 1° qu'il faut des précautions spéciales pour assurer la coïncidence parfaite du centre de gravité et de l'axe géométrique des appareils de torsion, coïncidence qui peut être réalisée en intercalant des suspensions à la cardan aux deux extrémités du fil de suspension ; 2° que la balance de torsion peut servir comme sismographe. On prendra deux cylindres de même moment d'inertie par rapport à leur points d'attache, de poids égaux, suspendus à un même bâti, le premier supporté par un monofilaire, le deuxième par un trifilaire. L'enregistrement continu de leurs positions azimutales relatives successives donnera des indications directes sur les changements permanents ou les variations continues de la verticale.

PHILIPPE-BUNAU VARILLA. — Lois des pentes de l'eau dans un canal à largeur constante et à profondeur sensiblement constante réunissant une mer à marée et une mer sans marée ayant même niveau moyen. Détermination pour chaque point du canal : 1° de la limite du courant maximum ; 2° de l'heure à laquelle le courant maximum se produit.

Loi permettant le calcul immédiat du profil approché d'un cours d'eau de débit donné, quand la section liquide et le périmètre mouillé sont des fonctions algébriques de l'altitude de l'eau. — P. 1165 et 1188.

Théorie mathématique.

H.-A. PERKINS. — Décharges discontinues dans les tubes de Geissler.
P. 1170 et 1189.

On sait que, dans certaines conditions, la décharge produite par un champ constant dans un tube de Geissler devient intermittente

et qu'un récepteur téléphonique en circuit produit un son. L'auteur, dans un tube où la pression était de 10 millimètres de mercure, a trouvé que, avec une différence de potentiel de 600 volts entre les électrodes, le courant s'amorçait, les électrons étant produits à la surface antérieure de la cathode ; à 800 volts, les électrons sont aussi produits à la surface postérieure, d'où une luminosité toute différente de la cathode ; en même temps on entend un bruit dans le téléphone, d'abord lent, puis plus fréquent si le voltage augmente et fortement aigu à 2.000 volts. La même discontinuité s'observe aussi si on met une capacité en dérivation avec le tube. Enfin, on peut rendre la décharge tranquille avec un champ magnétique extrêmement faible, perpendiculaire à l'axe du tube et près de la cathode.

L'auteur donne la théorie du phénomène, en tenant compte de la capacité du tube, la cathode étant une armature, le reste du tube l'autre armature et l'espace obscur un diélectrique peu isolant.

A. LEDUC. — Coefficients de dilatation des gaz. — P. 1173.

Tableau pour 20 gaz des coefficients moyen et vrai de dilatation sous pression constante ou de la dilatation en pression, entre 0° et 100°, d'après les valeurs les mieux connues des volumes moléculaires. Formules de ces coefficients en fonction des volumes moléculaires et des inverses des températures réduites.

H. PÉLABON. — Sur la fusibilité des mélanges d'or et de tellure. — P. 1176.

La courbe comprend une première partie rectiligne, qui part du point de fusion du tellure 452° et aboutit à un eutectique qui se solidifie à 415° (16,5 0/0 d'or). Puis la température de solidification commençante croît avec la proportion d'or dans le mélange et atteint une valeur maxima 472° pour les mélanges renfermant de 41 à 45 0/0 d'or, ce qui doit correspondre au composé défini Au^2Te^4 (43,6 0/0) d'or. La température de solidification finissante diminue au contraire faiblement et régulièrement. Elle égale 405° pour le mélange à 40 0/0. Quand la teneur en or passe de 45 à 56 0/0, la température de solidification commençante s'abaisse jusqu'à 432°, et l'on trouve cette même valeur pour tous les mélanges plus riches en or. Si on les porte à des températures de plus en plus élevées, ils restent constamment

pâteux, perdent du tellure, qui a complètement disparu dès qu'on atteint 1.065° et il reste l'or à l'état liquide.

ALBERT COLSON. — Sur les conditions nécessaires aux réactions directes et le sens du courant électrique produit dans l'attaque des métaux par le soufre. — P. 1183.

Les chaleurs de formation n'ont pas d'influence sur les réactions directes irréversibles dont l'allure est uniquement réglée par des questions de température, la température développée par une combinaison étant une qualité toujours préférable à la quantité de calories qu'elle peut dégager. Pour le montrer, l'auteur forme un couple en prenant comme liquide du sulphydrate d'ammoniaque et comme électrodes le cuivre ou l'argent et l'aluminium. Le sens du courant et l'aspect du cuivre ou de l'argent montrent que ce métal est attaqué, malgré l'énorme différence des chaleurs de formation.

MAURICE CARON. — Sur un dispositif de surface portante pour aéroplane. P. 1247.

On reliera les surfaces portantes (persiennes) au corps de l'appareil non d'une façon rigide, mais par un axe perpendiculaire au plan de symétrie de l'appareil, passant au bas de l'appareil et un peu au-dessus du centre de gravité du corps de l'appareil. On réduit considérablement ainsi les couples perturbateurs. D'autre part, la persienne sera constituée d'un grand nombre de surfaces légèrement concaves vers le sol, disposées de façon que la résultante des poussées de l'air soit oblique par rapport aux montants et passe derrière le point de suspension de la persienne. L'équilibre est alors stable, et, en diminuant l'envergure, on aura un aéroplane permettant d'utiliser les routes. L'auteur étudie en outre en détail la constitution de la persienne.

GAGOGNE et A. LÉAUTÉ. — Sur un fait d'apparence anormale auquel donnent quelquefois lieu les transformateurs industriels. — P. 1250.

Soient aa' , bb' , les extrémités des enroulements secondaires de deux transformateurs donnant, en circuit ouvert, 20 000 volts efficaces entre a et a' , ou b et b' . Connectons a et b aux bornes d'un am-

pèremètre, et relient α' et b' par un circuit comprenant un autre ampèremètre et un éclateur. On constate alors que les deux ampèremètres, bien qu'en série, sont parcourus par des courants d'intensités très différentes. Ce phénomène est dû à la capacité seule qu'e possèdent les transformateurs. Par suite toute ligne sur laquelle sont branchés des transformateurs industriels doit être considérée comme parcourue, au moins dans leur voisinage, par des courants oscillatoires de haute fréquence.

LOUIS FRISCHAUER. — Sur une influence du radium sur la vitesse de cristallisation. — P. 1251.

On fait une préparation de soufre fondu et chacun des porte-objets est recouvert à moitié d'une lame de plomb et exposé au rayonnement du bromure de radium pur. La vitesse de cristallisation est plus grande dans la partie exposée au rayonnement. Les rayons X n'ont aucune action; il est probable que les rayons γ du radium sont aussi sans action et que seuls agissent les rayons β et l'activité induite.

AUBERT. — Thermo-endosmose. — P. 1254.

L'appareil dérive de celui de M. Lippmann (1). Le mouvement a toujours lieu du côté froid vers le chaud, quelle que soit la membrane (gélatine, vessie de porc, parchemin, cellules végétales), que l'eau distillée soit pure ou contienne un électrolyte. Pour une membrane donnée, à différence constante de pression et de température, le débit est proportionnel à la surface de la membrane, indépendant du temps, croît avec la différence de température entre les deux couches. La pression nécessaire pour arrêter le débit dépasse parfois l'atmosphère.

GEORGES MOREAU. — Sur la charge de l'ion négatif d'une flamme. — P. 1255.

Cette charge est déduite de la formule :

$$\frac{K}{D} = \frac{3e}{2\alpha T}$$

(1) C. R., 2^e semestre 1907.

K mobilité de l'ion, D son coefficient de diffusion à travers le gaz, α constante d'énergie moléculaire, T température absolue. Le dispositif décrit par l'auteur lui permet de déterminer facilement $\frac{K}{D}$; T est donné par un couple thermo-électrique. D'où la valeur :

$$e = 4,3 \cdot 10^{-10} \text{ C. G. S. statique.}$$

E. CAUDRELIER. — Sur la décharge des inducteurs. — P. 1257.

Klingelfuss a signalé que si on intercale une coupure dans le circuit qui réunit les deux pôles d'un inducteur, l'étincelle de décharge soufflée par un courant d'air présente une série de stries lumineuses régulièrement espacées. L'auteur montre que la constitution particulière de l'étincelle est due plutôt à la présence d'une coupure sur le secondaire qu'à l'existence du condensateur sur le primaire, contrairement à la théorie d'après laquelle, à cause du condensateur, le primaire donnerait naissance à des oscillations qui provoqueraient les étincelles striées par induction au secondaire.

LAURENT SÉMAT. — Le téléautocopiste de Laurent Sémat pour la transmission des images à distance. — P. 1259.

Description et dessin de l'appareil.

Un cylindre transmetteur et un cylindre récepteur de plus grand diamètre sont entraînés, chacun à distance, par un moteur. Les cylindres sont de même hauteur. Sur le plus petit est enroulé une feuille métallique sur laquelle est tracée ou imprimée l'image dont le format occupe tout le pourtour du cylindre. Un style émetteur repose sur cette feuille et envoie dans la ligne lorsqu'il rencontre les parties conductrices un courant qui actionne le style reproducteur. Sur l'autre cylindre, sont enroulées une feuille de papier carbone et sur celle-ci une feuille de papier pelure. Les vitesses de rotation étant réglées dans le rapport des surfaces périphériques, le petit fait son tour plus vite, mais s'arrête et repart quand le grand a fait aussi son tour. L'avancement longitudinal des deux styles, émetteur et reproducteur, est le même pour les reproductions de format égal à l'original, ou proportionnel dans les autres cas.

COLIN et JEANCE. — Sur la téléphonie sans fil. — P. 1262.

Dans le premier circuit oscillant, les auteurs emploient : 1° plusieurs arcs en série ; 2° des électrodes positives constituées par de larges cylindres de cuivre à calotte plate, refroidies par une circulation intérieure d'un liquide isolant réfrigérant ; 3° des électrodes négatives constituées par un très mince crayon de charbon porté par un support à grande surface servant de radiateur. Une capacité réglable, une self réglable formant le primaire d'un transformateur Tesla et un interrupteur complètent le premier circuit, qui possède ainsi une fixité remarquable des arcs. Un deuxième circuit oscillant, comprenant une self formant le secondaire du Tesla, un ou plusieurs condensateurs réglables, et une self formant le primaire d'un deuxième Tesla, est accordé sur l'une des oscillations créées dans le courant des arcs. Enfin une quatrième self réglable est reliée à l'antenne par l'intermédiaire d'une self d'antenne et par une de ses extrémités à la terre. L'oscillation rayonnée est alors simple et constante en longueur et énergie. L'ensemble microphonique, formé de microphones en série, est placé dans un circuit contenant une résistance réglable et relié par une extrémité à la terre et par l'autre à un point convenable du secondaire du deuxième Tesla.

A. DEBIERNE. — Sur l'émanation du radium. — P. 1264.

Nouvelle étude des propriétés de l'émanation du radium à l'état concentré, confirmant les résultats de Rutherford et Roys. Au cours de ces recherches, les tubes contenant l'émanation à la pression atmosphérique ont été le siège de décharges spontanées, visibles en plein jour. Ce phénomène peut être attribué à l'accumulation dans le verre des charges électriques des rayons α et β émis par l'émanation, lorsque le verre est un isolant suffisamment parfait.

FRED. WALLERANT. — Sur les liquides cristallisés biaxes. — P. 1291.

Constatation de la biaxie de l'azoxyanisol.

A. DUFOUR. — Sur un exemple de phénomène de Zeeman longitudinal positif pur dans les spectres d'émission des vapeurs. — P. 1311.

Étude de la bande $\lambda = 5789,7$ de l'oxyde de fer qui fournit un nouvel exemple de bande sensible au champ magnétique, le phénomène étant positif et l'écart du doublet magnétique étant environ 5 fois plus petit que celui de D. Cette fois, la polarisation circulaire des composantes paraît être complète : il n'existe donc pas de relation générale entre le phénomène de Zeeman longitudinal positif et l'extinction incomplète des doublets magnétiques par un analyseur circulaire convenable.

A. ROSENSTIEHL. — Cercle chromatique suivant l'hypothèse d'Young. — P. 1312.

L'expérience montre : 1° que les complémentaires du rouge et de l'orangé ne sont ni le vert ni le bleu, mais deux nuances très voisines, placées près du vert bleu ; 2° que la complémentaire du jaune est le bleu et non le violet, et 3° que ce dernier est la véritable complémentaire du vert. La construction d'un nouveau cercle chromatique s'imposait donc. Il est formé par 24 couleurs deux à deux : 1° complémentaires ; 2° possédant même intensité de coloration ; 3° reproduisant à peu près le même gris pour les douze couples complémentaires. La réalisation de cette troisième condition exige l'intervention de l'hypothèse d'Young des trois sensations colorées fondamentales. Les couleurs prises comme possédant les qualités des couleurs fondamentales d'Young sont : l'orangé (complémentaire premier vert bleu), le troisième jaune vert (complémentaire premier violet), le troisième bleu (complémentaire entre le premier et le deuxième jaune) du cercle chromatique de Digeon.

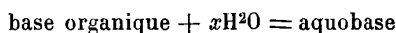
Entre deux de ces six couleurs équidistantes, on a intercalé trois autres couleurs satisfaisant aux conditions énoncées, d'où les douze paires de couleurs complémentaires.

G. SIZES et G. MASSOL. — Sur les harmoniques graves. — P. 1318.

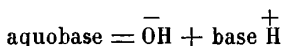
Les auteurs ont obtenu et enregistré avec un diapason de son prédominant ut_0 un total de 53 harmoniques, 26 inférieurs et 27 supérieurs.

D.-E. TSAKALATOS. — Théorie des bases organiques
d'après la viscosité de leurs solutions. — P. 1324.

Les bases étudiées, triméthylamine, pyridine, pipéridine, nicotine, forment des combinaisons moléculaires avec l'eau, des aquobases



qui sont dissociées en



Cette théorie permet d'expliquer les différentes propriétés des solutions aqueuses de ces bases.

E. BAUD et L. GAY. — Etude du système eau-ammoniac liquide.
Concordance avec l'hypothèse de l'hydrate d'ammonium. — P. 1327.

Les mesures calorimétriques, l'étude des densités et contractions permettent de conclure à l'existence, dans les solutions aqueuses d'ammoniaque, de l'hydrate $\text{NH}_3, \text{H}^2\text{O}$ en équilibre avec l'eau et l'ammoniac libres.

HEIT. — Sur un compas enregistreur. — P. 1387.

Description, dessin, marche de l'appareil, qui permet de consigner, sur une feuille de papier que des étincelles d'induction perforeront, les manœuvres les plus importantes et la direction générale du navire.

A. LEDUC. — Sur la pression interne dans les gaz. — P. 1391.

Tableau des pressions internes $\pi = T \frac{\partial p}{\partial T} - p$ de 18 gaz dans les conditions normales, montrant que, pour un gaz quelconque, à température constante, la pression interne est en raison inverse du carré du volume spécifique. — Dans la série du gaz ammoniac et des méthylamines, chaque addition de CH^2 amène une augmentation de la pression interne de 21,1 millièmes d'atmosphère.

Pour la benzine et l'acétylène, le rapport 10,1 des pressions internes n'est pas très éloigné du rapport 9 des carrés des masses moléculaires ; on peut donc supposer l'attraction entre molécules proportionnelle au carré de la masse de ces molécules.

J. SEHNAL. — Sur la solubilité du sulfate de plomb. — P. 1394.

Environ 0^{sr},0824 par litre ou une partie dans 11.235 parties d'eau. Elle est la même à 100° qu'à la température ordinaire ; la présence d'une trace d'acide sulfurique la diminue. D'autre part, l'hydrate d'oxyde de plomb se dissout facilement dans l'eau chaude ou froide en quantité considérable ; sa solubilité dans les solutions de SO⁴H² correspond aux chiffres obtenus pour la solution de sulfate de plomb, ce qui confirme l'hypothèse que la solubilité est due à la décomposition, en présence de l'eau, du sulfate de plomb en acide sulfurique et hydrate d'oxyde de plomb.

G.-TER. GAZARIAN. — Revision du poids atomique du phosphore, densité du gaz hydrogène phosphoré. — P. 1397.

Poids du litre normal de gaz PH³ 1^{sr},5293, d'où la densité

$$1,1829.$$

Les différentes méthodes physiques donnent pour poids moléculaire de ce gaz

$$33,930 \pm 0,006,$$

d'où :

$$P = 30,910.$$

WILLIAM DUANE. — Le dégagement de chaleur des corps radioactifs. — P. 1448.

Description d'un appareil permettant de déceler avec certitude la production de $\frac{1}{1000}$ de petite calorie à l'heure, et fondé sur l'augmentation rapide de la pression de vapeur d'un liquide très volatil (éther) avec la température. Deux récipients, où le vide est fait à la trompe à eau, contiennent l'éther et communiquent par une partie capillaire où on laisse une bulle d'air, dont le déplacement s'observe

par projection sur une échelle. Le tout est isolé thermiquement. Dans l'un des récipients, se place le corps radio-actif; la chaleur qu'il produit est compensée par l'absorption de chaleur, par effet Peltier, dans un couple fer-nickel étalonné. On observe ainsi que le radiothorium, les sels contenant du polonium, dégagent de la chaleur.

M^{lle} ELLEN GLEDITSCH. — Sur le radium et l'uranium
contenus dans les minéraux radio-actifs. — P. 1451.

Les expériences préliminaires de l'auteur ne semblent pas confirmer qu'il y ait, dans les minéraux radioactifs, un rapport constant entre le radium et l'uranium.

GEORGES CLAUDE. — Sur la composition de l'air atmosphérique. — P. 1453.

Le dispositif⁽¹⁾ adapté aux appareils de séparation de l'oxygène et de l'azote pour l'obtention des gaz rares, permet de conclure qu'un million de parties d'air contiennent 15 de néon, 5 d'hélium et moins de 1 d'hydrogène.

M. DE BROGLIE et BRIZARD. — Sur les conditions de charge électrique des particules en suspension dans les gaz: charge des fumées chimiques. — P. 1457.

L'examen ultramicroscopique, dans un champ électrique, de poussières ou des fumées, montre que :

1° Les fumées produites par action chimique sans élévation sensible de température, sans barbotage et sans luminescence, ne sont pas chargées ;

2° Les fumées produites par réactions vives et avec incandescence sont chargées et des deux signes ;

3° Les fumées, par exemple le chlorure d'ammonium, exposées au rayonnement du radium, peuvent fixer plusieurs charges sur une même particule, positives ou négatives, car ces mobilités deviennent quatre ou cinq fois plus petites.

(1) C. R., 12 octobre 1908.

DEVAUX-CHARBONNEL. — Etalonnement des condensateurs. — P. 1512.

Une lamelle de platine, fixée à une des branches d'un électro-diapason oscille entre deux butoirs et, à chaque oscillation, charge le condensateur et le décharge dans le galvanomètre étalonné. En même temps un style inscrit les vibrations. On pourra ainsi mesurer les capacités très faibles, celle d'une antenne, d'un fil, etc., et de même étalonner des selfs, en les équilibrant, dans un dispositif de pont à téléphone, au moyen d'un condensateur shunté par une résistance.

HURMUZESCU. — Mesure absolue d'une résistance électrique en unités électrostatiques. — P. 1514.

Diminuons la capacité d'un condensateur de façon que son potentiel reste constant. Alors $dQ = VdC$; soit I le courant ainsi fourni dans une résistance R

$$i = \frac{dQ}{dt} = \frac{V}{R} \left. \frac{dC}{dt} \right\} \text{ d'où } R = \frac{i}{\left(\frac{dC}{dt} \right)}$$

Expérience avec un condensateur cylindrique ; et application à la mesure de la résistance de solides mauvais conducteurs et de la résistance de l'air ionisé par rayons X.

J. MEYNIER. — Sur une catalyse par l'humidité. — P. 1516.

En débarrassant les gaz de leurs gros ions, parmi lesquels peuvent se trouver des gouttelettes d'eau, on trouve qu'il y a encore catalyse ; la vapeur d'eau est donc un catalyseur.

C. DE PROSZYNSKI. — Problème de la vision cinématographique sans scintillement. — P. 1545.

La suppression complète des scintillements est due uniquement à la régularité et à la fréquence des excitations lumineuses. Pour obtenir cette suppression, il suffit, dans le cas de quatorze obturations

par seconde, d'intercaler dans chaque intervalle de ces quatorze obturations trois obturations secondaires, identiques au point de vue de la durée et de la distance, ce qui fera cinquante-six obturations identiques à la seconde. Comme l'obturateur ne tourne jamais uniformément, ralentissant légèrement sa marche au moment du déplacement de l'image, les obturateurs secondaires seront pris plus larges que les principaux.

KR. BIRKELAND. — Courants telluriques d'induction dans les régions polaires. P. 1556.

Les grandes précipitations des corpuscules électriques qui se produisent dans les régions polaires donnent naissance dans la terre elle-même à de forts courants d'induction. L'auteur les a étudiés à Kaafjord, dans le Finmarck, en enregistrant les courants au moyen de deux câbles courts, bien isolés, dirigés NS et EO, et dont les extrémités avaient été mises en communication avec le sol. Exemples de courbes de courant dus aux orages polaires. Enregistrement en outre des courants telluriques produits par les variations magnétiques.

H. HILDEBRAND HILDEBRANDSSON. — Sur la compensation entre les types de saisons en certaines régions de la terre. — P. 1559.

La cause des différentes variations de l'intensité et de la position des aires de haute et basse pression (centres d'action de Teisserenc de Bort) et des différents types de saison doit être cherchée dans l'état thermique de la mer. Les relations simultanées des éléments météorologiques depuis la côte orientale de l'Amérique du Nord jusqu'à la Sibérie montrent qu'il en est ainsi.

A. LABORDE. — Sur la condensation de l'émanation du radium. — P. 1591.

La nature de la paroi intervient dans cette condensation. L'absorption par la paroi en est peut-être le principal facteur. L'émanation est, en effet, retenue très facilement par le charbon de bois, l'écume de mer, le noir de platine, qui ne laissent dégager que lentement; elle est retenue moins facilement et à plus basse température (— 153° à

— 155°) par les métaux, à une température inférieure encore dans le verre (— 178°) et le verre argenté (— 176°). La température d'absorption dépend surtout de l'état physique; c'est ainsi que le noir de platine semble absorber davantage l'émanation que ne le fait la mousse.

G.-E. PETIT. — Sur un nouveau détecteur d'ondes pour la télégraphie et la téléphonie sans fil. — P. 1593.

E. TISSOT. — Remarque. — P. 1752.

Ce détecteur, dû à M. Meunier, comporte une pointe conductrice très fine reposant avec une pression déterminée et variable à volonté sur une pyrite de fer naturelle. Il fonctionne sans pile, ne se blesse pas sous de fortes émissions, est de sensibilité constante et de même ordre que celle des meilleurs détecteurs connus. M. Tissot rappelle que ce détecteur rentre dans la catégorie générale des détecteurs thermo-électriques signalés par lui (1).

A. DUFOUR. — Observation, faite parallèlement aux lignes de force, des dissymétries de positions et d'intensités des composantes magnétiques de certaines raies d'émission; nouveau type de dissymétrie de positions. — P. 1594.

Étude des raies d'émission données par l'oxyde de chrome projeté dans la flamme ou par le chrome métallique dans l'étincelle. Les résultats obtenus pour les douze raies étudiées sont les suivants :

1° Les mêmes symétries ou dissymétries de positions ou d'intensités des composantes d'une même raie se retrouvent, qualitativement et quantitativement, dans l'observation longitudinale du spectre des vibrations circulaires et l'observation faite transversalement du spectre des vibrations perpendiculaires aux lignes de force;

2° Pour les raies (sauf $\lambda = 5206,2, 5208,4, 5348,31$), l'ensemble de la raie modifiée n'est plus symétrique par rapport à la raie initiale; mais, en première approximation, elle l'est encore vis-à-vis d'une ligne décalée du côté du violet par rapport à la raie initiale;

3° Les composantes de la raie $\lambda = 4264,15$ ne présentent pas même la symétrie de position par rapport à une ligne. Cette raie fournit, en effet, un doublet D pour les vibrations parallèles au

(1) C. R., 6 juillet 1908.

champ et un quadruplet pour les autres, formé de deux doublets d'écart différents, dont les milieux ont un écart double de l'écart normal. Ce doublet D et les milieux des deux autres admettent un même axe de symétrie décalé vers le violet par rapport à la raie initiale.

M. DE BROGLIE et BRIZARD. — Sur l'origine physique du dégagement d'électricité dans les réactions chimiques. — P. 1596.

Si on laisse de côté les causes d'ionisation telles que phosphorescence, corps solides fortement chauffés, etc., les fumées sont chargées lorsqu'il y a rupture de la surface d'un cristal ou d'un liquide actif par barbotage et dans ce cas seulement, et cela indépendamment de la réaction chimique qui peut ou non se produire en même temps. Les poussières doivent se charger au moment où elles traversent la surface, siège d'une couche double.

G. MESLIN. — Sur le dichroïsme magnétique des terres rares. — P. 1598.

Étude des oxalates de lanthane, samarium, gadolinium, dysprosium. Ces sels présentent le dichroïsme magnétique direct, c'est-à-dire que le signe du dichroïsme magnétique est le même que celui de $(n_s - n_l)$, indices du solide et du liquide. Le lanthane et le dysprosium offrent un dichroïsme magnétique beaucoup plus énergétique que les autres; de plus le lanthane et le samarium offrent des cas de dichroïsme spontané.

J. D'IVRY. — Dispositif de commande de signaux à distance avec ou sans fil. P. 1599.

Description, dessin et manœuvre du manipulateur expéditeur et du récepteur exécuter. Le manipulateur se compose d'un cadran divisé en parties égales, chacune servant à une commande distincte, sauf la dernière, point de départ ou de repos. Une première aiguille sert d'index pour la commande choisie. Une deuxième aiguille se met en marche dès que l'index a été déplacé du zéro et effectue les divers contacts, et dès qu'elle rencontre la première, les circuits sont rompus et elles reviennent au zéro. Le récepteur est aussi à plots;

un levier avance d'un plot à chaque émission pour se fixer ensuite au-dessus du plot correspondant à la commande.

L. THOUVENY. — Le vol ramé et les formes de l'aile. — P. 1661.

Théorie mécanique. Les qualités propulsives sont : la concavité et la souplesse de l'aile, sa courbure, l'étendue du fouet ; les qualités de soutien sont celles d'un aéroplane : grande surface, faible concavité, prédominance du bras sur le fouet.

A. RATEAU. — Méthode d'expériences pour recherches aérodynamiques.
P. 1662.

La méthode consiste à mettre les surfaces, corps modèles ou hélices à étudier dans un courant très homogène obtenu en faisant sortir par une buse convergente, de largeur suffisamment grande, de l'air soufflé par un ventilateur.

Application à l'étude de la variation du centre des poussées.

WILLIAM DUANE. — La chaleur du polonium. — P. 1665.

Le polonium et le radium en quantités qui donnent les mêmes courants d'ionisation dégagent à peu près les mêmes quantités de chaleur ; ceci est favorable à l'hypothèse que la chaleur dégagée par ces corps est due à l'énergie cinétique des rayons α . Le sel de polonium employé, donnant un courant d'ionisation de $8,4 \cdot 10^{-8}$ ampère, déposé en couche mince sur une lame de platine, dégageait $0,0117$ par heure.

L. HOULLEVIGUE. — Sur l'ionisation de l'air
par les canalisations électriques à haute tension. — P. 1668.

Expériences montrant que, loin de produire des ions, les canalisations à haute tension paraissent plutôt capter ceux qui existent dans l'air ambiant.

A. LEDUC. — Une nouvelle forme de l'équation caractéristique des gaz. — P. 1670.

Cette forme est :

$$P + \left[\frac{F(\theta)}{V^2} \right] (V - 0,265) = k\theta,$$

P, V, θ étant les cordonnées réduites, k une constante numérique.

E. MERCADIER. — Sur une application nouvelle de la superposition sans confusion des petites oscillations électriques dans un même circuit. — P. 1673.

Envoi de plusieurs télégrammes simultanés par courants alternatifs et plusieurs signaux par courants continus dans une ligne, où, à la place d'un fil de retour (1), on prend la terre.

GUINCHANT. — Galvanomètre pour courants alternatifs. — P. 1675.

L'auteur remplace le téléphone de la méthode Kohlrausch par le galvanomètre suivant : une lame de fer suspendue par un fil de coton est placée au centre de deux bobines fixes à axes rectangulaires. Celle à gros fil reçoit un courant alternatif constant, l'autre à fil fin remplace le téléphone. La première est orientée perpendiculairement au méridien magnétique, par suite à la lamelle orientée par le champ terrestre presque annulé par un aimant extérieur. Tout courant alternatif de même période produit dans la bobine à fil fin donne un champ perpendiculaire au premier, et fait dévier la lamelle dans un sens ou dans l'autre, suivant leur décalage, le sens changeant quand on passe par la position d'équilibre du pont.

J. BOSLER. — Sur les variations d'éclat de la comète d'Encke et la période des taches solaires. — P. 1738.

Tableau montrant que la comète d'Encke paraît avoir une variation d'éclat synchrone de la période undécennale des taches solaires.

(1) C. R., 10 août 1908.

H. BUISSON et Ch. FABRY. — Comparaison des spectres du centre et du bord du Soleil. — P. 1744.

Si on élimine l'effet Döppler-Fizeau en utilisant deux points diamétralement opposés, on peut comparer les spectres du centre et du bord à un point de vue purement physique. On trouve alors pour la plupart des raies, en passant du centre au bord : 1° un déplacement vers le rouge de 0,005 angström; 2° un élargissement de 0,010 angström. Exceptionnellement les raies du vanadium donnent un élargissement symétrique. Ce phénomène peut être dû à une absorption par les couches profondes de l'atmosphère solaire, où la pression est plus élevée, absorption faible au centre du disque, sensible aux bords où toutes les couches sont traversées obliquement par la lumière.

M^{lle} BLANQUIES. — Comparaison entre les rayons α produits par diverses substances radioactives. — P. 1753.

Les travaux de Braag et Kleeman conduisent à penser que chaque substance productrice de rayons α donne naissance à des particules identiques entre elles, de même vitesse initiale, et capables de traverser en l'ionisant la même épaisseur d'air. On admet aussi que les particules émises par les divers corps diffèrent seulement par leur vitesse de projection. L'auteur a étudié les courbes d'ionisation en fonction de la distance du radium C, du polonium et de l'actinium B. La courbe de l'actinium ne concorde pas avec les autres; cela est dû probablement à ce que les particules α sont identiques, sauf en ce qui concerne leur vitesse de projection et que le rayonnement observé en employant comme source une lame rendue active par contact avec l'émanation de l'actinium est un rayonnement complexe.

EDMOND BAUER. — Sur la température de la flamme oxhydrique. — P. 1756.

Détermination de cette température en mesurant l'émission et l'absorption de la flamme pour les rayons restants de la fluorine et pour la raie D du sodium; on trouve ainsi des nombres variant entre 2.200 et 2.300°.

M. MOULIN. — Sur la « recombinaison initiale » des ions produits dans les gaz par les particules α . — P. 1757.

On sait que, pour atteindre la saturation du courant produit dans un gaz par les particules α , il est nécessaire d'employer un champ électrique beaucoup plus intense que dans le cas d'ionisation par rayons X. Les résultats des expériences de l'auteur sur l'air et l'anhydride carbonique, montrent qu'un champ électrique longitudinal a un effet infiniment moindre pour séparer les ions, par suite empêcher leur recombinaison, qu'un champ perpendiculaire à la colonne d'ions ; ils confirment l'hypothèse de M. Longevin que la recombinaison intense qui se produit entre les ions libérés par les particules α est due à ce que ces ions ne sont pas répartis uniformément dans tout le volume de gaz, mais sont répartis initialement le long des trajectoires des particules α , avec une densité en volume considérablement plus grande.

LOUTCHINSKY. — Transformation magnétique du plomb. — P. 1759.

La cristallisation du plomb, qui amène un changement notable dans ses propriétés mécaniques, change aussi ses propriétés magnétiques. Le coefficient d'aimantation spécifique dans le plomb cristallisé par fusion est, en effet, dix fois plus grand que pour le plomb déformé mécaniquement par martelage ou passage à la filière.

J.-D. HINRICHS. — Sur la méthode pratique du calcul simultané des poids atomiques. — Résultats généraux. — P. 1760.

Tableau général du calcul, d'après 60 opérations chimiques, de 182 valeurs de haute précision de poids atomiques, dont 35 déterminations pour l'argent, 34 pour l'O et 27 pour le chlore.

BOIZARD.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES TOMES VII ET VIII

DE LA 4^e SÉRIE.

Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire indique le volume; le second désigne la page.

- ABNEY (W. de). — Action de l'ozone sur les pigments des couleurs de l'eau, VIII, 780.
- ABRAHAM (H.). — Synchronoscope à réflexions multiples, VII, 488. — Fonctionnement du détecteur électrolytique; influence de la température, VII, 898. — Rhéographe double pour projections, VIII, 265. — Monotéléphone, VIII, 615.
- ABRAHAM (H.) et CARPENTIER (J.). — Rhéographe, VIII, 78.
- ABRAHAM (H.) et DEVAUX-CHARBONNEL. — Propagation des courants téléphoniques sur les lignes souterraines, VII, 898. — Conditions de rendement maximum pour les appareils téléphoniques, VII, 585.
- ADAM (W.-S.). — Spectre d'Arcturus, VII, 161.
- ADAM (W.-S.) et HALE (G.). — Cause des phénomènes caractéristiques des taches solaires, VII, 163. — Spectre du limbe et du centre du soleil, VIII, 150.
- ADAM (W.-S.), HALE (G.) et GALE (H.-G.). — Cause des phénomènes caractéristiques des taches solaires, VII, 163.
- ADAMS (E.). — Absorption des rayons α par les gaz et les vapeurs, VIII, 43. — Influence de l'aimantation transversale sur la résistance, VIII, 47.
- ADAMS (J.-M.). — Radiomicromètre, VIII, 698.
- ADLER (F.-W.). — Thermodynamique des gaz, VII, 75. — Signification de l'équation $pv = RT$, VII, 971.
- AECKERLEIN (G.). — Recherches sur une question fondamentale d'électro-optique, VII, 656, VIII, 510.
- ALBRECHT (S.). — Relations entre les types spectraux, stellaires et les intensités des raies dans les spectres, VII, 167. — Distorsion de la gélatine sur les plaques photographiques, VIII, 151.
- ALLEMANDET (H.) et MULLER (P.-T.). — Electrode à alcali, VII, 918.
- ALLEN (H.-S.). — Fatigue photo-électrique du zinc, VII, 721.
- ALLEN (S.-J.). — Radioactivité d'une atmosphère enfumée, VIII, 702. — Parcours et ionisation totale des particules α , VIII, 709.
- ALMY (J.). — Décharge électrique dans les gaz, VIII, 41.
- ALTBERG (W.). — Etincelle de décharge des condensateurs, VII, 402, 736.
- AMAGAT (E.-H.). — Théorème de Clausius, VII, 669. — Pression intérieure des fluides, VIII, 617.
- AMANS (P.). — Planement des oiseaux, VIII, 60.
- AMAR (J.). — Effets de la lumière sur la vision, VII, 583.
- AMBRONN (H.). — Pléochroïsme des miroirs métalliques, VIII, 295.

- ANDERSEN (N.) et PELET-JOLIVET (L.). — Matières colorantes en solution, VIII, 682.
- ANDERSON (J.-A.). — Spectres de néodymium et d'erbium, VIII, 450.
- ANDERSON (N.-B.). — Spectre d'étincelle, VII, 164.
- ANDREWS (A.-P.) et ZELENY (A.). — Capacité des condensateurs en papier, VIII, 705.
- ANGERER (E.). — Dégagement de chaleur produit par l'absorption des rayons Röntgen, VIII, 126.
- ANGOT (A.). — Enregistrement des perturbations sismiques, VIII, 615. — Tremblement de terre, VIII, 917, 923. — Valeur des moyennes barométriques, VIII, 943.
- ANGSTRÖM (K.). — Radiation solaire, VII, 701.
- ANTHONY (R.-B.) et KAHTENBERG (L.). — Pouvoir inducteur spécifique des solutions des oléates des métaux lourds, VII, 229.
- ANTONOW (G.-N.). — Tension superficielle, VII, 913-914.
- ARCTOWSKY (H.). — Variations de longue durée de divers phénomènes atmosphériques, VIII, 319. — Influence de la lune sur la vitesse du vent, VIII, 319. — Répartition de la pression atmosphérique, VIII, 932.
- ARGYROPOULOS (T.). — Condensateur parlant, VII, 413.
- ARMSTRONG (H.-E.). — Origine des effets osmotiques, VII, 715.
- ARMSTRONG (H.-E.) et CALDWELL (R.-J.). — Discrimination des hydrates, VIII, 214.
- ARMSTRONG (H.-E.), EYRE (J.-V.), HUSSEY (A.-V.) et PADDISON (M.-P.). — Déplacement des chlorures par l'alcool, VIII, 213.
- ARMSTRONG (H.-E.) et WATSON (J.-A.). — Hydrolyse de l'acétate de méthyle, VIII, 213.
- ARNOLD (H.-D.) et CADY (W.-G.). — Arc électrique jaillissant entre électrodes métalliques, VII, 480; VIII, 303.
- ARNOUX (R.). — Hélices aériennes, VIII, 930.
- ARONS (L.). — Photographies et spectres, VII, 401.
- ASHMAN (G.-C.). — Emanation du radium contenue dans l'atmosphère, VIII, 314.
- ASHMAN (G.-C.) et COY (H.-N.-Mc.). — Etalon de radioactivité, VIII, 317.
- ASTON (F.-W.). — Longueur de l'espace sombre cathodique, VIII, 152. — Nouvel espace sombre cathodique dans l'hélium, VIII, 773.
- ATHANASIADIS (G.). — Détermination de la résistance et de la capacité par le courant continu et le téléphone, VII, 412. — Flamme sonante, VII, 580-902. — Soupape électrolytique, VII, 770. — Coefficient de self-induction, VIII, 292. — Relation entre l'éclairement du sélénium et sa conductibilité, VIII, 372. — Arc électrique entre une électrode solide et un liquide, VIII, 602. — Soupape électrolytique, VIII, 675.
- AUBER. — Thermo-endosmose, VIII, 947.
- AUDIFFREN et SINGRUN. — Frigorifère Audiffren, VII, 583.
- AUDRAIN (J.) et DEMERLIAC (R.). — Inégalités du potentiel électrique en différents points de l'organisme, VIII, 941.
- AUSTIN (L.). — Chercheur d'ondes hertziennes, VIII, 49. — Détecteur thermo-électrique, VIII, 292.
- AYRTON (M^{me} H.). — Mouvement résiduel de l'eau se mouvant en ondes stationnaires, VIII, 783.
- AYRTON (W.-E.), MATHER (T.) et SMITH (F.-E.). — Electrodynamomètre, VIII, 771.
- AZAMBUJA (L. d') et DESLANDRES (H.). — Couche supérieure de calcium dans l'atmosphère solaire, VIII, 603.
- BACCELLI et CIRERA. — Rapport entre l'activité solaire et les perturbations magnétiques, VII, 576.
- BAEDEKER (K.). — Conductibilité et pouvoir thermo-électrique de quelques combinaisons des métaux lourds, VII, 77.
- BAERWALD (H.). — Fixation des gaz par les charbons de bois, VII, 86.
- BAEYER (O. von). — Structure des raies spectrales, VIII, 149.
- BAILEY (B.-J.). — Bobines d'induction, VIII, 700.
- BAILEY (F.). — Chaleur latente de recalcinescence dans le fer et l'acier, VIII, 43.
- BAILLAUD (J.). — Erreurs systématiques

- de la reproduction des réseaux de la carte du ciel, VII, 904.
- BAILLRHACHE (de). — Unités électriques, VIII, 419.
- BAKER (W.). — Absorption de l'hydrogène par les pellicules métalliques, VIII, 56.
- BAKKER (Gerrit). — Théorie de l'ébullition, VII, 203. — Couche capillaire, courbes, VII, 960. — Couches minces, VIII, 81. — Réponse à K. Fuchs, VIII, 123-127. — Epaisseur des lames minces, VIII, 866.
- BALDET (F.) et BAUME-PLUVINEL (A. de la). — Spectre de la comète Moréhouse, VIII, 936.
- BALDWIN (J.-M.). — Action de faibles forces magnétisantes périodiques sur le fer, VII, 556.
- BANDL (E.). — Feuilles d'aluminium minces dans un champ électrostatique, VIII, 510.
- BARKHAUSEN (M.). — Résistance de l'étincelle, VIII, 293.
- BARKOW (E.). — Formation du brouillard dans la vapeur d'eau, VII, 410.
- BARNARD (C.). — Comète Giacobini 1905, VII, 165.
- BARNETT (S.-J.). — Mouvement relatif de l'éther et de la matière, VIII, 697, 711.
- BARTON (E.-H.). — Vibration transversale des verges, VII, 813.
- BARTON (E.-H.) et PENZER (J.). — Courbes des vibrations d'une corde et de son chevalet, VII, 559.
- BARUS (C.). — Observation des couronnes, VII, 477, 478. — Nombre d'ions dans la chambre de condensation, VII, 478; VIII, 315. — Enceinte à condensation, VII, 558. — Noyaux de condensation, VIII, 55, 123, 308. — Coloration des couronnes, VIII, 308. — Coïncidences pendulaires, VIII, 699.
- BARY (P.). — Striction électromagnétique, VIII, 190. — Interrupteur Wehnelt, VIII, 610.
- BATSCHINSKY (A.). — Equations caractéristiques. — Etat orthométrique, VII, 157.
- BATTELLI (A.). — Résistance électrique des solénoïdes, VII, 62, VIII, 300. — Chaleurs spécifiques des liquides qui deviennent solides à une température très basse, VII, 881.
- BATTELLI (A.) et STEFANINI (A.). — Relation entre la pression osmotique et la tension superficielle, VII, 949.
- BAUD (F.) et GAY (L.). — Système eau-ammoniaque liquide, VIII, 951.
- BAUDEUF (M^{re}). — Faux équilibres électriques, VII, 675. — Action de la lumière ultra-violette, VII, 955.
- BAUER (E.). — Bec Bunsen, VIII, 691, 939. — Température de la flamme oxyhydrique, VIII, 960.
- BAUER (L.-A.). — Relation entre la température potentielle et l'entropie, VIII, 697.
- BAUME-PLUVINEL (A. de la). — Lunette zénithale photographique, VIII, 949.
- BAUME-PLUVINEL (A. de la) et BALDET (F.). — Spectre de la comète Morehouse, VIII, 936.
- BAUMGARDT (L.). — Effet Wilson, VII, 971. Action réciproque entre la Terre et un pendule, VII, 979.
- BAY (L.). — Foudre en boule, VII, 902.
- BEARCE (H.). — Module d'élasticité, VIII, 43.
- BEAÛLARD. — Dispersion électrique de l'eau, VIII, 66.
- BECK (P.-N.) et WEISS (P.). — Chaleur spécifique et champ moléculaire des substances ferromagnétiques, VII, 249.
- BECKER (A.). — Flamme du Bec Bunsen. VIII, 139. — Résistance de l'air, VIII, 140.
- BECKEREL (H.). — Phénomène de Zeeman, VII, 893. — Spectres de phosphorescence, VII, 899.
- BECKEREL (J.). — Variation des bandes d'absorption des cristaux de parisite et de tyinosite dans un champ magnétique à la température de l'air liquide, VII, 495. — Mesure de la dispersion anormale dans les cristaux à diverses températures, VII, 575. — Phénomènes magnéto-optiques dans les solutions, VII, 581-586. — Phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux, VIII, 294, 306. — Phénomène de Zeeman, VII, 893. — Existence des électrons positifs, VIII, 77, 599, 930. — Pouvoir rotatoire aux basses températures, VIII, 688, 920. — Type nouveau de décomposition magnétique des bandes d'absorption des cristaux, VIII, 939.
- BECKEREL (J.) et KAMERLINGH-ONNES (H.).

- Spectres d'absorption des cristaux, VII, 905. — Spectre d'absorption des composés des terres rares aux très basses températures, VIII, 234.
- BEGEMAN (L.) et MILLIKAN (R.-A.). — Charge d'un ion négatif, VIII, 697.
- BEHN (U.). — Rapport de la calorie moyenne à la calorie de 15°, VII, 742.
- BELBY (G.-I.). — Etats trempé et doux dans les métaux ductiles, VIII, 210.
- BELLIA (C.). — Dispersion électrique sur l'Etna, VII, 664.
- BELLINI et TOSI. — Télégraphie sans fil, VIII, 66.
- BELLOC (G.). — Gaz occlus dans les aciers, VII, 584.
- BENARD (H.). — Centres de giration à l'arrière d'un obstacle au mouvement, VIII, 683.
- BENISCHKE (G.). — Voltmètres électrostatiques, VII, 650. — Jaillissement des condensateurs, VIII, 305.
- BENNDORF (H.). — Electromètre enregistreur, VII, 536.
- BENOIT (R.). — Volume du kilogramme, VII, 586.
- BENTON (J.-R.). — Force et élasticité d'un fil d'araignée, VII, 479.
- BENGET (A.). — Mesures des hautes altitudes, VIII, 917. — Formule de vitesse applicable à la propulsion dans l'air, VIII, 918. — Amplificateur microscopique divergent, VIII, 942.
- BERGSTRAND (O.). — Ecrans colorés et plaques orthochromatiques, VIII, 692. — Couleurs des étoiles, VIII, 942.
- BERKELEY (C^{te}). — Application de l'équation de Van der Waals aux solutions, VIII, 136.
- BERKELEY (C^{te} de) et HARTLEY (E.-G.-J.). — Pressions osmotiques, VII, 706.
- BERNARD (A.) et DESLANDES (H.). — Comète Daniel de 1907, VIII, 566. — Comète Morehouse, VIII, 686.
- BERNARD (A.), DESLANDRES (H.) et BOSLER (J.). — Comète Morehouse, VIII, 937.
- BERNDT (G.). — Résistance des électrolytes, VII, 223, 970. — Variation du courant dans les dynamos à courant continu, VII, 967.
- BERNINI (A.). — Chaleur spécifique du calcium et du lithium, VII, 977.
- BERRY (A.-J.). — Méthode pour déterminer le degré du vide, VII, 719.
- BERTHELOT (D.). — Poids atomique de l'azote, VII, 483. — Echelle des poids moléculaires des gaz, VII, 489. — Compressibilité des gaz, VII, 491.
- BERTIN. — Stabilité transversale des aéroplanes, VIII, 393.
- BIBLINGMAYER (F.). — Galvanomètre, VIII, 512-525.
- BIGOURDAN (G.). — Passages de Mercure devant le Soleil, VII, 569. — Sismographe Milne, VII, 906.
- BIGUARD (R.) et MOUREU (C.). — Gaz rares dans les eaux thermales, VII, 899.
- BIRCHBY (J.) et SHEDD (J.). — Pendule réversible, VIII, 53.
- BIRKELAND (K.). — Orages magnétiques, VIII, 610, 916. — Courants telluriques, VIII, 955.
- BISHOP (F.-L.). — Chaleur de dilution des solutions salines, VIII, 696.
- BJERKNES (V.). — Mesures en unités absolues, VIII, 736.
- BLAIR (W.-R.). — Ondes électriques à travers des lames minces, VIII, 695.
- BLAJKO (S.). — Spectres de deux météores, VIII, 454.
- BLANC (A.). — Mobilité des ions, VII, 825. — Constante de dissociation du radiothorium, VIII, 519.
- BLANQUIES (M^{me}). — Comparaison entre les rayons et de diverses substances, VIII, 960.
- BLOCH (E.). — Ionisation de l'air par la lumière ultra-violette, VIII, 63. — Phénomène électro-optique dans l'air contenant des poussières en suspension, VIII, 67. — Rôle des impuretés dans l'effet photoélectrique sur les liquides, VIII, 933.
- BLOCH (L.). — Ionisation de l'air par barbotage, VII, 481. — Nombre des électrons dans les métaux, VII, 573. Différences de potentiel entre métaux et liquides, VIII, 70. — Théorie de l'absorption dans les gaz, VIII, 689. — Flamme de phosphorescence et flamme de combustion du soufre, VIII, 937.
- BLOCH (L.) et BLOCH (E.). — Ionisation par le phosphore, VIII, 683.
- BLONDEL (A.). — Réglage des transformateurs à résonance, VII, 89. — Télégraphie sans fil, VIII, 611. — Mono-téléphone, VIII, 615.
- BLYTHSWOOD (Lord) et SCOBLE (W.-A.).

- Photographies de certaines raies de l'arc, VII, 162.
- BODENSTEIN (M.)**. — Décomposition de l'acide iodhydrique par la lumière, VIII, 863.
- BODENSTEIN (M.)** et **DUNANT (G.)**. — Dissociation de l'oxychlorure de carbone, VIII, 863.
- BOIZARD (G.)**. — Conductibilité électrique dans les mélanges d'acide (ou de base) et d'eau, VII, 119.
- BOLTWOOD (B.-B.)**. — Radioactivité et sels de thorium, VII, 475. — Ionium, nouvel élément radioactif, VII, 476, VIII, 303, 310. — Radioactivité et minéraux de l'uranium, VIII, 309. — Vie du radium, VIII, 311. — Produits ultimes de la dissociation des éléments radioactifs, VIII, 509. — Ionium, VIII, 701.
- BOMER (F.)**. — Electrolyse des chlorures alcalins, VII, 233.
- BONACINI (C.)** et **NICOLIS (V.)**. — Conductibilité électrique de l'air, VIII, 795.
- BONYSSY (M.)** et **HENRIET (H.)**. — Origine de l'ozone atmosphérique, VIII, 68.
- BORDAS (F.)**. — Synthèse des pierres précieuses, VII, 572-890. — Hélium dans les minéraux, VII, 905. — Radioactivité du sol, VIII, 685.
- BORDAS (F.)** et **TOUPLAIN**. — Analyse des gaz de l'atmosphère, VIII, 611.
- BORN (M.)** et **OETTINGER (E.)**. — Théorie de la chaleur, VIII, 291.
- BORUTTO (H.)**. — Téléphone capillaire, VII, 542.
- BOSE (F.)**. — Théorie cinétique des gaz, VII, 155. — Formation des mélanges hétérogènes, VII, 974. — Propriétés physiques des émulsions, VII, 981. — Pressions partielles dans un mélange binaire, VII, 981. — Thermodynamique des mélanges hétérogènes, VIII, 307. — Propriétés des émulsions, VIII, 520. — Tension partielle d'un mélange binaire, VIII, 520. — Formules d'interpolation pour les tensions de vapeur, VIII, 528.
- BOSLER (J.)**. — Nombre des corpuscules dans l'atome, VII, 906. — Variations d'éclat de la comète d'Encke, VIII, 959.
- BOSLER (J.)** et **DESLANDRES (H.)**. — Comète Morehouse, VIII, 686.
- BOSLER (J.)**, **DESLANDRES (H.)** et **BERNARD (A.)**. — Comète Morehouse, VIII, 937.
- BOSSCHA (J.)**. — Simon Marius, VII, 322.
- BOTTOMLEY (J.-T.)**. — Electroscopes à feuilles d'or, VIII, 205.
- BOUCHACOURT**. — Radiographie, VIII, 64.
- BOUCHET (L.)**. — Déformation des diélectriques, VIII, 650.
- BOUQUET DE LA GRYE**. — Détermination de l'heure par la télégraphie sans fil, VII, 906.
- BOUQUET (E.)** et **DIENERT (F.)**. — Radioactivité des sources de l'Avre, VII, 578.
- BOUSSINESQ (J.)**. — Ecoulement sur un déversoir, VII, 481-903.
- BOUTARIC (A.)**. — Réseaux circulaires, VII, 264.
- BOUETTIEUX**. — Ballons dirigeables, VIII, 58.
- BOUTY (E.)**. — Cohésion diélectrique de l'hélium, VII, 490.
- BOYNTON (W.-P.)**. — Chaleur spécifique des gaz, VIII, 712.
- BRAAK (C.)**, **CLAY (J.)** et **KAMERLING-ONNES (H.)**. — Mesures des très basses températures, VIII, 219.
- BRAAK (C.)** et **KAMERLINGH-ONNES (H.)**. — Isothermes des gaz diatomiques, VII, 310; VIII, 217. — Détermination du zéro absolu, VIII, 219. — Loi de Boyle-Charles, VIII, 219.
- BRADSHAW (L.)**. — Inflammation des mélanges gazeux par compression, VIII, 204, 862, 867.
- BRADSHAW (L.)** et **DIXON (H.-B.)**. — Explosion du gaz électrolytique pur, VIII, 203, 862.
- BRAEHMER (F.)** et **FISCHER (F.)**. — Transformation de l'oxygène en ozone à haute température, VII, 546.
- Bragg (W.-H.)**. — Dispersion des rayons α , VIII, 303.
- BRANDES (H.)**. — Amortissement et rendement en énergie dans les transmetteurs de la télégraphie sans fil, VII, 75.
- BRANLY (E.)**. — Sensibilité des électrolytiques, VII, 900. — Détecteurs basés sur les phénomènes thermoélectriques, VIII, 595. — Interrupteur rotatif de protection, VIII, 600.
- BRÉGUET (L.)**. — Hélices d'aéroplane, VII, 892.
- BRÉGUET (L. et J.)** et **RICHTER (C.)**. — Gyroplane, VII, 566.

- BREMKAAMP (H.).** — Formules de dispersion, VIII, 231.
- BRILLOUIN (M.).** — Résistance des fluides, VIII, 684.
- BRINER (E.).** — Equilibres chimiques, VII, 226. — Compressibilité des mélanges de gaz, VII, 232. — Electrolyse du chlorure de sodium, VII, 915.
- BRINER (E.) et DURAND (E.).** — Formation de l'ozone par l'effluve à basse température, VII, 579.
- BRIZARD et BROGLIE (M. de).** — Charges des fumées chimiques, VIII, 953. — Origine du dégagement de l'électricité dans les réactions chimiques, VIII, 957.
- BROCA (A.) et POLACK.** — Vision des signaux de nuit, VII, 376.
- BROCHET (A.).** — Réactions de la cuve de nickelage, VII, 570. — Radioactivité des eaux de Plombières, VII, 894. — Soude électrolytique, VIII, 614.
- BROCK (A. van der).** — Classification périodique des corps simples, VII, 401.
- BROGLIE (M. de).** — Ionisation de l'air par barbotage, VII, 481. — Gaz provenant des étincelles électriques, VII, 904. — Centres chargés en suspension dans les gaz, VIII, 69, 869.
- BROGLIE (M. de) et BRIZARD.** — Charge des fumées chimiques, VIII, 953. — Origine du dégagement d'électricité dans les réactions chimiques, VIII, 957.
- BRON (A.) et GUYE (C.-E.).** — Stabilité de l'arc électrique, VIII, 71.
- BRONIEWSKI (W.).** — Variation du coefficient de dilatation des corps monoatomiques, VII, 227. — Résistance électrique et dilatation des métaux, VII, 909. — Force électromotrice d'une pile, VII, 934.
- BRONIEWSKI (W.) et GUNTZ (A.).** — Résistance électrique des métaux alcalins, VIII, 694.
- BRONSON (H.-L.).** — Effet de la température sur l'activité du radium, VII, 722.
- BROOKS (E.-E.).** — Spectre du magnésium, VIII, 783.
- BROWNLEE et SMITH.** — Soufre amorphe, VIII, 859.
- BROWN (F.-C.), et STEBBINS (J.).** — Résistance des éléments au sélénium, VIII, 699.
- BROWN (S.-L.).** — Capacités des bobines de résistance, VIII, 712. — Energie cinétique des ions positifs, VIII, 712.
- BROWNE (A.-W.), BRADLEY (W.-P.) et HALE (C.-F.).** — Etat critique de CO₂, VIII, 702-706.
- BRUHAT (G.).** — Coefficient de diffusion de l'émanation d'actinium, VIII, 933.
- BRUNHES (B.).** — Courants telluriques, VIII, 692.
- BRUNHES (B.) et DAVID (P.).** — Mesure directe de la composante verticale du magnétisme terrestre, VIII, 63. — Caverne respirante, VIII, 298.
- BRUNHES (B.) et GUYOT (I.).** — Piles à électrodes identiques, VII, 27.
- BUCHERER (A.-H.).** — Explication de l'électromagnétisme, VII, 653. — Rayons de Becquerel, VIII, 523.
- BUCHNER (E.-H.).** — Radioactivité de la thorianite, VII, 717.
- BUISSON (H.).** — Action de la lumière ultra-violette, VII, 952.
- BUISSON (H.) et FABRY (C.).** — Mesures de longueurs d'onde, VII, 169. — Réflexion sur les couches métalliques minces, VII, 417. — Arc au fer, VIII, 73. — Raies du spectre de l'arc électrique et du soleil, VIII, 934. — Mesure de très petits déplacements des raies spectrales, VIII, 938. — Spectres du bord et du centre du soleil, VIII, 960.
- BUMSTEAD (H.-A.).** — Effets thermiques des rayons Röntgen sur le plomb et le zinc, VIII, 312. — Problèmes de dynamique et de gravitation, VIII, 318. — Chaleur dégagée par l'absorption des rayons Röntgen, VIII, 372.
- BURBURY (S.-H.).** — Diffusion des gaz, VII, 801-809.
- BURGESS (G.) et WAIDNER (C.).** — Echelle pour les températures élevées, VIII, 48. — Température de fusion du platine, VIII, 927.
- BURTON (W.).** — Indice de réfraction et dispersion dans l'argon et l'hélium, VIII, 788.
- BYK (A.).** — Equations caractéristiques dans leurs relations avec la thermodynamique, VII, 157. — Influence des métaux lourds pour foncer les couleurs, VIII, 856.

- CADY (W.-G.). — Déclinomètre enregistreur, VII, 725.
- CADY (W.-G.) et ARNOLD (H.-D.). — Arc jaillissant entre électrodes métalliques, VII, 480; VIII, 303.
- CALDWELL (R.-J.). — Influence des sels et des non-électrolytes sur l'action sucroelastique des acides, VII, 716.
- CALDWELL (R.-J.) et ARMSTRONG (H.-E.). — Discrimination des hydrates, VIII, 244.
- CALDWELL (R.-J.) et HANTZSCH. — Comparaison des acides en solution dans la pyridine, VIII, 860.
- CALLANDAR (H.-L.). — Pression de vapeur et pression osmotique, VIII, 790.
- CALENDAR (H.-L.) et DALBY (W.-E.). — Températures dans le cylindre des moteurs à gaz, VIII, 774.
- CALMELS (H.) et CLERC (L.-P.). — Trame photographique, VIII, 67.
- CAMERON (A.) et RAMSAY (sir W.). — Lithium dans les minerais radioactifs, VII, 897.
- CAMPBELL (A.). — Capacités inductives spécifiques du papier sec et de la cellulose solide, VII, 711. — Mesure des inductances mutuelles à l'aide d'un galvanomètre à vibrations, VII, 811. — Etalon d'inductance mutuelle, VIII, 208.
- CANTONE (M.). — Variations de résistance dans le champ magnétique, VII, 664. — Spectres d'émission des sels de radium, VII, 664.
- CANTOR (M.). — Vitesse de la lumière. — Analogie acoustique, VIII, 127.
- CARHART (H.-S.). — Etalon au cadmium, VIII, 696, 698.
- CARLHEIM-GYLLÈRSKOLD (V.). — Origine des spectres de bandes, VIII, 320.
- CARMAN (A.-P.). — Voluméno-mètre différentiel, VIII, 701.
- CARON (M.). — Aéroplane, VIII, 946.
- CARPENTIER (J.) et ABRAHAM (H.). — Rhéographe, VIII, 78.
- CARSON et SMITH. — Soufre amorphe, VIII, 859.
- CARTMEL (W.). — Transmission anormale des ondes électriques, VIII, 50.
- CARTER (T.-S.) et WOOD (R.-W.). — Spectres de fluorescence de la vapeur de potassium, VIII, 706.
- CARVALLO (J.) et KOHN-ABREST. — Action de l'eau sur la poudre d'aluminium, VIII, 928.
- CASTELLI (E.). — Spectre du mercure, VII, 820.
- CATHIARD (A.). — Emploi des flammes comme soupape des courants alternatifs, VII, 890.
- CAUDRELIER (E.). — Décharge des Inducteurs, VIII, 948.
- CENTNERSZWER (M.). — Température critique des solutions, VIII, 862.
- CENTNERSZWER (M.) et ZAWIDZKI (I.-V.). — Mélange et séparation rétrogrades, VII, 919.
- CERMAK (P.). — Effet Peltier, VIII, 126.
- CHABRIÉ (C.). — Obtention des températures élevées, VII, 490.
- CHAMBERLAIN (C.-W.). — Interféromètre, VIII, 703.
- CHANOZ (M.). — Action des rayons X sur la plaque photographique, VII, 893. — Polarisation de l'homme vivant, VIII, 684. — Différence de potentiel au contact de deux dissolutions aqueuses, VIII, 916.
- CHARDONNET (de). — Analyse optique des pyroxyles, VII, 485.
- CHARPY (G.). — Solubilité du graphite dans le fer, VII, 584.
- CHARRON (F.). — Frottement entre corps solides, VIII, 69.
- CHASSÉRIAUD (R.). — Représentation géométrique de la gamme, VII, 387.
- CHATTAWAY (F.-D.). — Méthode pour déposer le cuivre sur le verre, VIII, 777.
- CHAUDESAIGUES. — Mouvement brownien, VIII, 687.
- CHAUDIER (J.). — Propriétés électrooptiques des liqueurs mixtes, VIII, 422.
- CHAUMAT (H.). — Réduction électrolytique de l'indigo, VII, 587.
- CHAUVEAU (A.). — Perception du relief dans les épreuves photographiques, VIII, 57.
- CHÉNEVEAU (C.). — Propriétés optiques des solutions et des corps dissous, VII, 362. — Valence de la molécule saline dissoute, VII, 488.
- CHÉNEVEAU (C.) et FERY C. — Température de fusion du platine, VIII, 926.
- CHÉNEVEAU (C.) et LABORDE (A.). — Nature de la radioactivité, VIII, 161.
- CHEVALIER (S.). — Taches solaires, VIII, 150.

- CHEVALLIER (A.). — Eau de mer de la Manche, VII, 891.
- CHILD (C.). — Mesures des potentiels avec un crayon de carbone, VIII, 49.
- CHMYROW (D.) et SLATOWRASKI (N.). — Diffusion de la lumière polarisée par les surfaces dépolies, VII, 652.
- CHRÉTIEN (H.). — Comète Daniel de 1907, VII, 566.
- CHRISTLER (V.-L.). — Activité photo-électrique des métaux, VIII, 708.
- CHWOLSON (O.-D.). — Discontinuité des températures à la limite de deux corps, VIII, 853.
- CINGOVATOFF (A.). — Action des vapeurs d'essence de térébenthine sur la plaque photographique, VII, 739.
- CIRERA (R.). — Tremblement de terre, VIII, 917.
- CIRERA et BACCELLI. — Rapport entre l'activité solaire et les perturbations magnétiques, VII, 576.
- CLAUDE (G.). — Dispositif pour éviter les accidents pendant la manipulation des récipients d'oxygène comprimé, VII, 493. — Extraction des gaz rares de l'atmosphère, VIII, 613. — Appareil pour la séparation progressive des éléments de l'air, VIII, 843. — Composition de l'air, VIII, 953.
- CLAY (J.), KAMERLINGH-ONNES (Ch.) et BRAAK (C.). — Mesure des très basses températures, VIII, 219.
- CLAY (J.) et KAMERLINGH-ONNES (H.). — Calibrage des thermomètres à résistance de platine, VII, 312. — Résistances des métaux aux très basses températures, VII, 313. — Dilatation du platine aux basses températures, VIII, 224.
- CLELLAND (J.-A. Mc.). — Rayons β secondaires, VIII, 791.
- CLEMENT (J.-K.) et DAY (A.-L.). — Thermomètre à gaz, VIII, 316.
- CLERC (L.-P.) et CALMELS (H.). — Trame photographique, VIII, 67.
- CLERC (L.) et MINET (A.). — Four électrique, VII, 894.
- CLIFFORD (O.-C.). — Susceptibilité du cuivre, de l'étain et de leurs alliages, VIII, 702.
- COATES (J.-E.). — Examen des constituants les plus légers de l'air, VII, 721.
- COBLENTZ (W.). — Réflexion sélective et dispersion anormale, VII, 973. — Spectre d'émission de la flamme de CS_2 , VIII, 42. — Pouvoir réflecteur sélectif, VIII, 45. — Poids atomiques, VIII, 699.
- COFFIN (J.). — Condensateur étalons, VIII, 51.
- COHEN et OLIE. — Antimoine amorphe, VIII, 866.
- COHEN et STRENGERS. — Métaux du platine explosifs, VIII, 868.
- COLIN (E.). — Observations magnétiques à Tananarive, VIII, 74.
- COLIN et JEANCE. — Téléphonie sans fil, VIII, 949.
- COLLEY (A.-R.). — Spectre électrique de l'eau, VII, 740. — Dispersion de l'alcool dans le spectre électrique, VIII, 854.
- COLSON (A.). — Transformation du phosphore, VII, 891. — Conditions nécessaires aux réactions directes, VIII, 946.
- COMAS SOLA (J.). — Tremblement de terre, VIII, 917.
- CONRAD (V.). — Mesure des chutes de potentiel dans l'air, VIII, 296.
- CONRAT (F.). — Mesure du décrement d'amortissement dû au rayonnement des conducteurs en forme de tige, VII, 76.
- COOKSEY (C.-D.). — Rayons corpusculaires produits dans divers métaux par les rayons Röntgen, VII, 477.
- CORBINO (O.-M.). — Production de courants alternatifs de fréquence quelconque, VIII, 305. — Couches minces sur une anode d'aluminium, VIII, 457. — Bobine d'induction, VIII, 458, 459. — Hystérésis magnétique du fer, VIII, 458. — Oscillations électriques, VIII, 460.
- CORBINO (O.-M.) et MARESCA (S.). — Condensateurs en aluminium, VIII, 457.
- CORTIE (A.-L.). — Couronne solaire, VII, 168. — Températures des taches solaires, VIII, 452.
- COSTANZI (G.). — Déplacement des maxima de l'anomalie positive et négative de la pesanteur, VII, 571.
- COTTON (A.) et MOUTON (H.). — Etude ultramicroscopique du transport électrique, VII, 230. — Orientation des cristaux par le champ magnétique VIII, 597. — Biréfringence magné-

- tique et électrique de la nitrobenzine, VIII, 600.
- COTTON (A.), MOUTON (H.), WEISS (P.). — Phénomène de Majorana, VII, 491.
- COTTON (A.) et WEISS (P.). — Rapport $\frac{e}{m}$, VIII, 686.
- COY (H.-V.-Mc) et ASHMAN (G.-C.). — Étalon de radioactivité, VIII, 317.
- CRÉMIEU (V.). — Diminution du roulis du navire, VII, 895. — Balance de torsion employée comme sismographe, VIII, 944.
- CRÉMIEU (V.) et RISPAIL (L.). — Equivalent mécanique de la chaleur, VIII, 681.
- CROOKES (W.). — Spectre de l'ytterbium, VII, 709. — Espace obscur dans les tubes à vide, VIII, 155. — Scandium, VIII, 791. — Creusets d'iridium, VIII, 792.
- CROWTHER (J.-A.). — Dispersion des rayons β par l'uranium, VIII, 681.
- CRUSSARD et JOUGUET. — Lois de la similitude, VIII, 65.
- CULVER (C.). — Télégraphie sans fil, VIII, 52.
- CUMMING (A.-C.). — Constantes d'affinité des électrolytes amphotères, VII, 708.
- CUNO (E.). — Dissolution dans les mélanges d'alcool et d'eau, VIII, 377.
- CURIE (M^{me}). — Constante de temps du polonium, VII, 238. — Poids atomique du radium, VII, 496. — Action de la pesanteur sur le dépôt de la radioactivité active, VII, 566. — Formation de brouillards en présence de l'émanation du radium, VIII, 606.
- CURIE (M^{me}) et GLEDITSCH (M^{lle}). — Action du radium sur les sels de cuivre, VIII, 604.
- CUTHBERTSON (C.) et METCALFE (E.-P.). — Indices de réfraction du potassium, du zinc, etc., gazeux, VIII, 160. — De l'acide azotique, etc., VIII, 788. — Dispersion du mercure, du soufre, etc., VIII, 789.
- CZUNOCHOWSKI (B. von). — Procédé pour produire des oscillations électriques, VII, 541.
- DADOURIAN (H.-M.). — Constituants de la radioactivité atmosphérique, VIII, 312.
- DALBY (W.-E.) et CALLENDAR (H.-L.). — Températures dans le cylindre des moteurs à gaz, VIII, 774.
- DALTON (J.-P.). — Equation de Van der Waals, VII, 561. — Variation des chaleurs spécifiques avec la température et la densité, VII, 561. — Chaleur spécifique des vapeurs saturées, VII, 562.
- DANNE (J.). — Courbes de radioactivité, VII, 898. — Nouveau produit radioactif de la série de l'uranium, VIII, 925.
- DARMOIS (E.). — Dispersion rotatoire anormale, VIII, 601.
- DAUNDERER (A.). — Mesures d'électricité atmosphérique, VIII, 517.
- DAUTRICHE. — Combustion des gaz et des poussières, VII, 901.
- DAUZÈRE C.). — Solidification cellulaire, VII, 930.
- DAVID (P.) et BRUNNES (B.). — Mesure directe de la composante verticale du magnétisme terrestre, VIII, 63. — Caverne respirante, VIII, 298.
- DAVIDSON (J.-G.). — Effets de la lumière ultra-violette, VIII, 295. — Conductibilité des flammes, VIII, 694.
- DAVIES (J.-H.) et PERMAN (E.-P.). — Constantes physiques de l'ammoniac, VII, 705.
- DAVIS (B.). — Energie nécessaire pour ioniser une molécule par chocs d'ions négatifs, VIII, 42. — Transformation de l'énergie lumineuse ou énergie électrique, VIII, 43.
- DAY (A.-L.) et CLÉMENT (J.-K.). — Thermomètre à gaz, VIII, 316.
- DAY (W.-S.) et NICHOLS (E.-F.). — Groupes de rayons restant dans l'infra-rouge, VIII, 707.
- DEBIERNE (A.). — Décomposition de l'eau par les sels de radium, VIII, 935. — Emanation du radium, VIII, 949.
- DEBYE (P.). — Sons élevés perceptibles ou non, VIII, 386.
- DEGUISE (C.) et MARBE (R.). — Analogie entre les courants alternatifs et les vibrations sonores, VII, 978.
- DEGUISE (C.). — Inscription des battements acoustiques, VII, 403.
- DEININGER (F.). — Emission d'ions négatifs par les métaux, VIII, 376.
- DE LA RIVE (L.). — Lignes d'aimantation d'une couche sphérique aimantée, VIII, 670.
- DE LA RIVE (L.) et GUYE (Ch.-E.). — Réseau hexagonal de petits aimants, VIII, 920.

- DELAUNEY. — Relations contre les poids atomiques des corps simples, VII, 584.
- DELVAREZ (G.). — Figures de Nobili, VIII, 174. — Photographies colorées, VIII, 180. — Phénomène de Hall dans les liquides, VIII, 360.
- DEMBER (H.). — Propriétés photoélectriques des métaux, VII, 970.
- DEMERLIAC (R.) et AUDRAIN (J.). — Inégalités du potentiel électrique en différents points de l'organisme, VIII, 941.
- DEMIERRE (H.) et DUBOUX (A.). — Réaction entre le sulfocyanure de baryum et l'acide bromacétique, VII, 912.
- DEMIERRE (H.) et DUTOIT (P.). — Réactions ioniques dans l'acétone, VII, 234.
- DEMOIS (L.). — Electrolyse des chlorures alcalins, VII, 233.
- DENAYROUZE (L.). — Emploi des hydrocarbures lourds pour l'éclairage, VII, 581.
- DENNIS (L.) et HAWLEY (L.). — Emanation du radium, VIII, 49.
- DEPREZ (M.). — Planement des oiseaux, VIII, 59.
- DESLANDRES (H.). — Etude physique des comètes, VII, 576. — Rotation et éclat des diverses couches atmosphériques du soleil, VIII, 75. — Couche supérieure du calcium dans l'atmosphère solaire, VIII, 603. — Classe particulière de rayons pouvant être émis par le soleil, VIII, 605. — Spectrohéliographe de Meudon, VIII, 939.
- DESLANDRES (H.) et d'AZAMBUJA (L.). — Couche supérieure du calcium dans l'atmosphère solaire, VIII, 603, 940.
- DESLANDRES (H.) et BERNARD (A.). — Comète Daniel de 1907, VII, 566. — Comète Morehouse, VIII, 686.
- DESLANDRES (H.), BERNARD (A.) et BOSLER (J.). — Comète Morehouse, VIII, 937.
- DESLANDRES (H.) et BOSLER (I.). — Spectre de la comète Morehouse, VIII, 686.
- DEVAUX-CHARBONNEL et ABRAHAM (H.). — Propagation des courants téléphoniques sur les lignes souterraines, VII, 577. — Conditions de rendement maximum pour les appareils téléphoniques, VII, 585. — Photographie de la parole, VIII, 76. — Constitution des lignes souterraines, VIII, 930.
- Etalonnage des condensateurs, VIII, 954.
- DEWAR (J.). — Emploi du radiomètre pour l'observation des basses pressions dans les gaz, VII, 484, VIII, 212.
- DEWAR (J.) et JONES (H.-O.). — Fer carbonyle, VIII, 153. — Application des basses températures à quelques problèmes chimiques, VIII, 783.
- DIECKMANN (M.). — Oscillations dans les circuits des condensateurs, VIII, 135.
- DIENERT (F.). — Causes d'erreur dans les expériences à la fluorescence, VIII, 72.
- DIENERT (F.) et BOUQUET (E.). — Radioactivité des sources de l'Avre, VII, 578.
- DIENERT (F.), GUILLERED (A.) et MAREC. — Acoustéle de Daguin, VIII, 73.
- DIETERICI (C.). — Chaleur spécifique de l'eau, VII, 668. — Isothermes d'énergie de l'eau aux températures élevées, VII, 742. — Chaleur de vaporisation interne, VIII, 381. — Appareil de rotation électromagnétique, VIII, 515.
- DINNIK (N.-A.). — Limite d'élasticité, VIII, 856.
- DISCH (J.) et KONIGSBERGER (I.). — Équation Fourier, VII, 963.
- DIXON (H.-B.) et BRADSHAW (L.). — Explosion du gaz électrolytique pur, VIII, 203, 862.
- DONATI (L.). — Réglage de l'intensité lumineuse des lampes à courants alternatifs, VIII, 796.
- DORLING (K.). — Vitesse du son dans les liquides, VIII, 374.
- DORN (E.). — Rayons canaux dans l'hydrogène, l'hélium et l'argon, VIII, 527.
- DORSEY (H.). — Coefficient de dilatation linéaire, VIII, 51. — Coefficient de dilatation à basse température, VIII, 704.
- DOUMER (E.). — Electrolyse des dissolutions d'HCl, VII, 897. — Facteur d'ionisation dans les dissolutions d'HCl, VII, 907. — Vitesse de transport des ions, VIII, 63.
- DOW (J.-S.). — Photomètre à cosinus à clignotement, VII, 816.
- DOWELL (L.-S. Mac.). — Fluorescence et absorption de l'anthracène, VIII, 696.
- DREPPER (F.). — Polarisation rotatoire magnétique, VII, 974.
- DREYER (G.) et HANSEN (O.). — Coagu-

- lation des albumines sous l'action du radium, VII, 491. — Loi de la vitesse d'hémolyse des hématies, VII, 493. — Action de la lumière sur les glycosides, VII, 568.
- DRYSDALE (C.). — Rendement lumineux, VII, 872, VIII, 197, 771.
- DRZEWIECKI (D.). — Aéroplanes, VIII, 934.
- DUANE (W.). — Rayons α , VIII, 66. — Dégagement de chaleur des corps radioactifs, VIII, 952. — Chaleur du polonium, VIII, 958.
- DUBOIS (R.). — Influence de la lumière solaire sur le dégagement des bulles gazeuses dans l'eau de mer, VII, 898.
- DUBREUIL (L.). — Poids atomique de l'argent, VIII, 613.
- DUBROCA. — Solubilité, VII, 917.
- DUCLAUX (J.). — Fonctions diastasiques des colloïdes, VII, 575. — Réactions lentes, VII, 747. — Substances colloïdales, VII, 908. — Pression osmotique et mouvement brownien, VIII, 599. — Extension aux colloïdes de la notion de solubilité, VIII, 925. — Cryoscopie des colloïdes, VIII, 935.
- DUCRETET (E.). — Dispositif de réglage et d'accord pour les récepteurs des postes de télégraphie sans fils, VII, 487.
- DUFFIELD (G.). — Spectre du fer, VIII, 214.
- DUFOUR (A.). — Influence de la pression sur les spectres d'absorption des vapeurs, VII, 487. — Phénomène de Zeeman, VII, 893; VIII, 237. — Electrons positifs dans les tubes à vide, VIII, 414, 930. — Pouvoir rotatoire magnétique de la vapeur de fluorure de calcium, VIII, 693. — Dissymétries de positions et d'intensités des composants magnétiques de certaines raies d'émission, VIII, 950, 956.
- DUHEM. — Découverte de la loi de la chute des graves, VIII, 64.
- DUMOULIN. — Stabilité de la marche en parallèle des alternateurs auto-excités, VIII, 72.
- DUNANT (G.) et BODENSTEIN (M.). — Dissociation de l'oxychlorure de carbone, VIII, 863.
- DUNOYER (L.). — Compas électro-magnétique, VII, 578, VIII, 797.
- DURAND-GRÉVILLE. — Classe particulière de rayons pouvant être émis par le soleil, VIII, 605.
- DURAND (E.) et BRINER (E.). — Formation de l'ozone par l'action de l'effluve à basse température, VII, 578.
- DURRANT (R.-G.). — Diffusion des électrolytes, VII, 716.
- DUTOIT (P.) et DEMIERRE (H.). — Réactions ioniques dans l'acétone, VII, 234.
- DUTOIT (P.) et GAGNAUX (L.). — Cinétique de transformation, VII, 226.
- DVORAK (V.). — Mesures absolues de l'intensité du son, VII, 71.
- DYSON (F.-W.). — Spectres des éclipses de 1900, 1901 et 1905, VII, 743.
- EBERHARD (G.). — Spectre du terbium, VII, 167.
- EARHART (R.-F.). — Potentiels explosifs, VIII, 697.
- EBERT (W.). — Variation des latitudes, VII, 773.
- EDELMANN (M.). — Galvanomètre enregistreur, VII, 537.
- EDELMANN (T.). — Résonateurs avec plaque de résonance, VII, 650. — Aimants croisés et leur emploi, VII, 982. — Son fondamental, VII, 984.
- EGINITIS (D.). — Tremblement de terre, VIII, 917, 923.
- EHRENFEST (P.). — Translation des électrons déformables, VII, 401. — Stabilité des électrons, VII, 545. — Loi des déplacements de Wien, VII, 651. — Théorie du rayonnement de Plank, VII, 651.
- EHRENFEST (P. et T.). — Théorème de H. de Boltzmann, VII, 980.
- EICKHOFF (W.). — Jaillissement d'étincelles dans les condensateurs, VIII, 290. — Décharge des condensateurs, VIII, 305.
- EINSTEIN (A.). — Principe de relativité, VII, 401-412.
- EINTHOVEN (W.). — Enregistrement des bruits du cœur, VII, 317.
- ELIAS (G.-J.). — Dispersion rotatoire magnétique anormale, VII, 735.
- ELSTER (J.) et GEITEL (H.). — Diminution de la mobilité des ions dans le brouillard, VII, 241. — Radioactivité du plomb, VIII, 516.
- ERFLE (H.). — Calcul du nombre de Loschmidt, VII, 962; VIII, 133. — Théorie des électrons, VIII, 132, 863.

- ERIKSON (H.-A.). — Ionisation des gaz aux pressions élevées, VIII, 711.
- ESCLAVON (E.). — Illuminations crépusculaires, VIII, 606. — Vol plané, VIII, 607.
- ESTANAVE (E.). — Relief stéréoscopique, VII, 878, 923.
- ETÉVÉ (A.). — Coefficient de la résistance de l'air, VIII, 934.
- EUDE (C. von), GUTTE (K.). — Piles étalons, VIII, 44.
- EVE (A.-S.). — Radium contenu dans les roches voisines de Montréal, VIII, 503.
- EVERSHEIM (P.). — Détermination de longueur d'onde, VIII, 453.
- EWELL (A.-W.). — Représentation géométrique due à Gibbs des phénomènes de réflexion en optique, VII, 481.
- EYKMAN (P.-H.) et TRIVELLI (A.-P.-H.). — Action de la lumière sur les plaques photographiques, VII, 69.
- EYRE (J.-V.), HUSSEY (A.-V.), PADDISON (W.-P.) et ARMSTRONG (H.-E.). — Déplacement des chlorures par l'alcool, VIII, 213.
- FABIUS (C.-H.) et KAMERLINGH-ONNES (H.). — Expériences de de Heen et de Teichner sur l'état critique, VII, 314.
- FABRY (C.). — Polarisation par réfraction, VII, 485.
- FABRY (C.) et BUISSON (H.). — Mesures de longueurs d'onde, VII, 169. — Réflexion sur les couches métalliques minces, VII, 417. — Arc au fer, VIII, 73. — Raies du spectre de l'arc électrique et du soleil, VIII, 934. — Mesure des très petits déplacements des raies spectrales, VIII, 938. — Spectre du centre et du bord du soleil, VIII, 960.
- FALK (K.-G.). — Températures d'inflammation des mélanges gazeux, VIII, 129.
- FARKAS (J.). — Postulat de la relativité VII, 977.
- FARMAN (H.). — Aéroplane cellulaire, VII, 892.
- FAWSITT (C.-E.). — Viscosité aux températures élevées, VIII, 784.
- FAYET et GONNESSIAT. — Etude des cercles divisés, VII, 486.
- FÉRY (C.). — Modes électriques d'entretien du pendule. — Pendule sans lien matériel, VII, 520. — Photomètre. — Rendement optique de quelques luminaires, VII, 632. — Propriétés sélectives des corps noirs, VIII, 758, 937.
- FÉRY (C.) et CHÉNEVEAU (C.). — Température de fusion du platine, VIII, 927.
- FÉRY (C.) et MILLOCHAU. — Rayonnement calorifique du soleil, VII, 894.
- FEUSTEL (R.). — Détermination des constantes capillaires, VII, 245.
- FILON (L.-N.-G.). — Dispersion de la double réfraction artificielle, VIII, 159. — Mesure de la double réfraction du verre comprimé, VIII, 209.
- FISCHER (F.) et BRAEHMER (F.). — Transformation de l'oxygène en ozone à haute température, VII, 546.
- FISCHER (H.). — Électromètres électrostatiques, VII, 642.
- FISCHER (O.). — Théorie de l'audition de Helmholtz, VIII, 440.
- FISHER (W.). — Viscosité des gaz, VIII, 47.
- FLECKENSTEIN (A.). — Solubilité de l'azotate d'ammonium dans les mélanges d'eau et d'alcool, VII, 665.
- FLEMING (J.-A.). — Théorie des antennes, VII, 704. — Arc de Poulsen, VII, 806. — Oscillateur magnétique, VII, 816.
- FLUSIN (G.). — Osmose et tension superficielle, VII, 291-949.
- FOIX. — Rayonnement des manchons à incandescence, VII, 135. — Rayonnement de l'oxyde de cérium, VIII, 918.
- FONTENÉ (G.). — Lignes d'égale pression de l'eau, VIII, 275.
- FONVIELLE (W. de). — Incendie spontané de ballons, VII, 484.
- FORCH (C.). — Tension superficielle des liquides inorganiques, VII, 246. — Volume moléculaire de la naphthaline, VII, 920.
- FORSCH (C.) et NORDMEYER (P.). — Chaleur spécifique du chrome, VII, 324.
- FOUARD (E.). — Propriétés colloïdales de l'amidon, VII, 896; VIII, 68, 683, 931.
- FOUNTAIN (C.) et BLAKE (F.). — Excitateur de Righi, VIII, 53.
- FOWLER (A.). — Spectre cannelé de l'oxyde de titane, VIII, 211.
- FRANKLIN (E.-C.). — Température d'ébullition de l'ammoniaque liquide, VIII, 126.
- FRANKLIN (W.) et FREUDENBERGER (L.). —

- Galvanomètre pour courant alternatif, VIII, 41. Mesure de la résistance des électrolytes, VIII, 53.
- FREDENHAGEN (C.). — Rayonnement thermique de la vapeur d'iode, VII, 974-982. — Rayonnement d'origine purement thermique, VIII, 297. — Causes de l'émission spectrale, VIII, 299. — Effet Doppler, VIII, 306.
- FREI, LORENZ ET JABS. — Densités des sels fondus, VIII, 864.
- FRENDENBERGER (L.-A.). — Nouveau type de sextant, VIII, 699.
- FREUNDLICH (H.). — Adsorption et occlusion, VIII, 860.
- FRION (P.). — Entrainement de corps solubles par certains précipités, VIII, 65.
- FRISCHAUER (L.). — Influence du radium sur la vitesse de cristallisation, VIII, 947.
- FRY (H.-S.) et MORE (L.-T.). — Différence de phase des ondes sonores, VII, 560.
- FUCHS (K.). — Formule de Van der Waals, VII, 412. — Couche capillaire, VII, 967.
- FUCHTBAUER (C.). — Rayons-canal, VII, 237, 537. — Vitesse des rayons négatifs, VII, 728.
- GAGNAUX (L.) et DUTOIT (P.). — Cinétique de transformation, VII, 226.
- GAGOGNE et LÉAUTÉ (A.). — Transformateurs industriels, VIII, 946.
- GAFFE et GUNTHER. — Transformateur à fluides magnétiques, VII, 568.
- GAILLARD (G.). — Temps employé par les corps pour se dissoudre, VIII, 182.
- GALE (H.-G.), HALE (G.) et ADAM (W.-S.). — Cause des phénomènes caractéristiques des taches solaires, VII, 163.
- GALITZINE (Prince B.). — Seismographe, VIII, 610. — Spectroscope de Michelson, VIII, 855.
- GALITZINE (Prince) et WILIP (J.). — Principe de Doppler, VIII, 450.
- GANS (R.). — Théorie du ferromagnétisme, VII, 413. — Electrodynamique de Cohn, VIII, 127. — Etalon de champ magnétique variable, VIII, 525.
- GARBASSO (A.). — Trajectoires et ondes lumineuses dans un milieu isotrope, VII, 663.
- GARGAM DE MONGETZ (A.). — Action photographique de la lumière infrarouge, VIII, 70. — Influence des régions extrêmes du spectre dans les phénomènes de solarisation, VIII, 927.
- GARNIER (C.) et KOWALSKI (J. de). — Optimum de phosphorescence, VII, 494.
- GARRIGOU (F.). — Radioactivité des eaux d'Ax, VIII, 78.
- GATI (B.). — Télégraphie sans fil, VIII, 294.
- GAUBERT (P.). — Cristaux liquides, VIII, 608. — Causes modifiant les formes dominantes des cristaux, VIII, 613.
- GAY (L.) et BAUD (E.). — Système eau-ammoniac liquide, VIII, 951.
- GAZARIAN (G.-T.). — Poids atomique du phosphore, VIII, 952.
- GEBHART (A.). — Tension de vapeur du mercure et du sodium, VII, 415.
- GEHRCKE (E.). — Origine des rayons canal de grande masse, VII, 540.
- GEHRCKE (E.) et REICHENHEIM (O.). — Interférences des lames à faces parallèles dans le spectre continu, VII, 789. — Rayons anodiques, VIII, 299, 387. — Rayons d'électricité positive, VIII, 299.
- GEIGER (L.). — Phénomène de Zeeman, VII, 966; VIII, 134.
- GEITEL (H.) et ELSTER (J.). — Diminution de la mobilité des ions dans le brouillard, VII, 241. — Radioactivité du plomb, VIII, 516.
- GELKHOFF (G.). — Chute de potentiel cathodique, VIII, 130.
- GEORGIEWSKY (A.) et TERESCHIN (S.). — Électrisation du corps humain, VIII, 291.
- GERNEZ (D.). — Triboluminescence des composés racémiques, VIII, 594. — Propriétés de la solution d'un corps résultant de l'union directe de deux solutions, VIII, 931. — Lenteur de la transformationspontanée de certains corps dimorphes, VIII, 940.
- GETMANN (F.-H.). — Viscosité, VII, 913.
- GIBSON A.-H. et GRINDLEY J.-M.. — Ecoulement de l'air à travers un tube, VIII, 778.
- GIEBE (E.). — Mesure des résistances inductives, VIII, 142.
- GIEGER (H.). — Mesures du rayonnement, de la température et du potentiel dans les tubes à décharge, VII, 84.
- GIESEL (F.) et STARK (I.). — Spectres de

- l'azote et de l'hélium sous l'influence des rayons α , VIII, 291.
- GIESING (E.). — Réseaux plans à réflexion, VII, 70.
- GIFFORD (J.-W.). — Indices de réfraction de l'eau et de l'eau de mer, VII, 718.
- GILDEMEISTER (M.). — Disparition de l'aimantation, VII, 958.
- GIRARD (D.). — Variation de la f. é. m. de chaînes liquides, VIII, 65.
- GIRARD (P.). — Perméabilité des membranes, aux électrolytes, VIII, 941.
- GIRARDVILLE. — Aéroplane, VIII, 58.
- GIRAULT (P.). — Rapidité d'amorçage, VIII, 64. — Profil des masses polaires des dynamos, VIII, 69.
- GLAGE (G.). — Méthode de Neumann pour la détermination de la conductibilité calorifique des corps bons conducteurs, VII, 323.
- GLASER (H.). — Frottement interne des corps liquides, VII, 74.
- GLEDITSCH (M^{11e}). — Lithium contenu dans les minéraux radioactifs, VII, 580-597. — Radium et uranium contenus dans les minéraux radio-actifs, VIII, 953.
- GLEDITSCH (M^{11e}) et CURIE (M^{me}). — Action du radium sur les sels de cuivre, VIII, 604.
- GOCKEL (A.). — Substances radio-actives contenues dans l'atmosphère, VIII, 298.
- GOLD (E.). — Vitesse des ions négatifs, VIII, 452.
- GOLDHAMMER (D.-A.). — Température du soleil, VIII, 443.
- GOLOSTEIN (E.). — Les deux spectres des éléments chimiques, VIII, 296.
- GONNESSIAT et FAYET. — Etude des cercles divisés, VII, 486.
- GOODWIN (H.-M.) et KALMUS (H.-T.). — Conductibilité et fluidité des sels fondus, VIII, 709.
- GOODWIN (H.) et MAILEY (R.). — Viscosité des sels fondus, VIII, 57. — Conductibilité des sels fondus, VIII, 695.
- GOODWIN (H.) et WENTWORTH (H.). — Ionisation des sels fondus, VIII, 42.
- GORDON (Mc.-Ch.). — Souppapes électrolytiques, VIII, 42.
- GORKE. — Conductibilité des solutions, VIII, 865.
- GOUY. — Théorie de l'électrocapillarité, VII, 903. — Nivellements micrométriques, VIII, 74. — Méthode des larges gouttes, VIII, 78. — Rayons magnéto-cathodiques, VIII, 929.
- GOWHDY (R.-E.) et IVES (I.-E.). — Absorption des ondes électriques par l'air à différentes pressions, VIII, 697.
- GRAMONT (A. de). — Photographie spectrale des minéraux, VII, 491. — Appareil pour la production des spectres d'étincelle des solutions, VII, 582. — Raies ultimes des métalloïdes, VIII, 76. — Indications quantitatives fournies par les spectres de dissociation, VIII, 603.
- GRAMONT (A. de) et WATTEVILLE (C. de). — Spectre ultra-violet du silicium, VIII, 601.
- GREAVES (R.-H.) et PERMAN (E.-P.). — Décomposition de l'ozone par la chaleur, VIII, 785.
- GRÉHANT (N.). — Dosage rapide du méthane, VII, 569.
- GREINACHER (H.). — Fluorescence sous l'action du polonium, VII, 241. — Fluorescence et loi de Lambert, VII, 658. — Détermination thermique de la radioactivité, VIII, 122.
- GREINACHER (H.) et KERNBAUM (M.). — Transformation du polonium, VIII, 519.
- GRIFFITH (I.-O.). — Relation entre l'intensité de la lumière ultra-violette qui tombe sur une lame de zinc chargée négativement et la quantité d'électricité mise en liberté, VIII, 503.
- GRIMSEHL (E.). — Expériences de cours pour déterminer le rapport des vitesses de la lumière dans l'air et dans d'autres milieux, VI, 649. — Observation d'un objet à travers une fente étroite, VII, 983.
- GRINDLEY (J.-H.) et GIBSON (A.-H.). — Ecoulement de l'air à travers un tube, VIII, 778.
- GROTRIAN (O.). — Induction magnétique des corps de révolution dans un champ uniforme, VII, 962.
- GRUNEISEN (E.). — Constantes élastiques des métaux, VII, 78; VIII, 386.
- GRUNMACH (L.). — Influence d'une aimantation transversale sur la conductibilité électrique des métaux, VII, 727. — Tension superficielle de

- l'oxygène et de l'azote liquides, VII, 727.
- GUÉBARD (A.). — Photographie des couleurs, VII, 575.
- GUILLAUME (E.). — Lois de l'électrisation de contact, VIII, 597.
- GUILLEMINOT (H.). — Quantimètre pour rayons X, VII, 574-903. — Dosage fluoroscopique, VIII, 77. — Filtrage des rayons X par l'aluminium, VIII, 692. — Rayons X de haute pénétration, VIII, 921.
- GUILLEMER (A.), DIENERT (F.) et MARREC. — Acoustèle de Daguin, VIII, 73.
- GUILLET (A.). — Mesure électrique des petites longueurs, VII, 900. — Auto-balistique répétiteur, VIII, 596.
- GUILLET (L.). — Obtention des températures élevées, VII, 490. — Aciers au tantale, VII, 492. — Fontes au nickel, VII, 568. — Fontes au manganèse, VII, 892.
- GUILLOZ (T.). — Electrolyse des dissolutions d'HCl, VII, 897. — Variation de l'éclairement d'une surface, VIII, 920.
- GUINCHANT (M.). — Iodure mercurique; calorimétrie et cryoscopie, VII, 483. — Azotate d'argent. — Calorimétrie à haute température, VII, 492. — Galvanomètre pour courants alternatifs, VIII, 959.
- GULIK (D. van). — Spectre d'absorption de la chlorophylle, VII, 403.
- GUNTHER et GAUFFE. — Transformateur à fuites magnétiques, VII, 568.
- GUNTZ (A.) et BRONIEWSKI (W.). — Résistance électrique des métaux alcalins, VIII, 694.
- GURNEY (L.-E.). — Viscosité de l'eau, VIII, 696.
- GUTTE (K.) et EUDE (C. von). — Piles étalons, VIII, 44.
- GUYE (C.-E.) et BRON (A.). — Stabilité de l'arc électrique, VIII, 71, 597.
- GUYE (C.-E.) et de LA RIVE (L.). — Réseau hexagonal de petits aimants, VIII, 920.
- GUYE (C.-E.) et ZÉBRIKOFF (L.). — Arc à courant continu entre électrodes métalliques, VII, 486; VIII, 298.
- GUYE (Ph.-A.). — Poids atomique de l'azote, VII, 483. — Densité des gaz, VII, 911. — Tension superficielle, VII, 916.
- GUYE (Ph.-A.) et MALLET (E.). — Electrolyse des chlorures alcalins, VII, 225.
- GUYE (Ph.-A.) et PINTZA (A.). — Poids atomique de l'azote, VIII, 685.
- GUYE (Ph.-A.) et RENARD (T.). — Tension superficielle, VII, 910.
- GUYOT (J.) et BRUNHES (B.). — Piles à électrodes identiques, VII, 27.
- HAFNER (G.). — Frottement intérieur des solutions alcooliques, VII, 666.
- HAGA (H.). — Polarisation des rayons Röntgen, VII, 319. — Absorption sélective des rayons Röntgen, VII, 959.
- HAGENOW (C.-F.). — Phénomène de Kerr dans CS₂, VIII, 707.
- HAHN (O.). — Nouvel élément intermédiaire dans le thorium, VIII, 516.
- HALE (G.-A.). — Photographies des flocculi, VIII, 75. — Cœlostast, VIII, 148. — Héliomètre, VIII, 150. — Spectrohéliographe, VIII, 151. — Champs magnétiques des taches solaires, VIII, 461.
- HALE (G.) et ADAMS (W.). — Cause des phénomènes caractéristiques des taches solaires, VII, 163. — Spectres du limbe et du centre du soleil, VIII, 150.
- HALE (G.), ADAM (W.-S.) et GALE (H.-G.). — Cause des phénomènes caractéristiques des taches solaires, VII, 163.
- HALE (G.-F.), BRADLEY (W.-P.) et BROWNE (A.-W.). — Etat critique de CO, VIII, 702-706.
- HALLUITE. — Orage sur mer, VIII, 941.
- HALLWACHS (W.). — Fatigue photo-électrique, VII, 728-786.
- HAM (W.-R.). — Distribution de l'énergie ionisante autour des tubes à rayons X, VIII, 698.
- HAMY (M.). — Mécanisme pour maintenir un train de prismes au minimum de déviation, VII, 52. — Spectroscope à miroir, VII, 569.
- HANCOCK (E.-L.). — Propriétés élastiques des aciers au nickel et au carbone soumis à des surtensions, VII, 565.
- HANNSEN (O.) et DREYER (G.). — Coagulation des albumines par l'action du radium, VII, 491. — Loi de la vitesse d'hémolyse des hématies, VII, 493. — Action de la lumière sur les glycosides, VII, 568.
- HANTZSCH (A.). — Corps dissous dans l'acide sulfurique pur, VIII, 861.

- HANTZSCH (A.) et CALDWELL (R.-J.). — Comparaison des acides en solution dans la pyridine, VIII, 860.
- HANTZSCH (A.) et WIEGNER. — Vitesse d'absorption entre les solides et les gaz, VIII, 864.
- HANRIOT (E.). — Rayonnement des sels de potassium, VIII, 939.
- HAPPEL (H.). — Substances diatomiques, VII, 978. — Remarques sur les travaux de Juptner, VIII, 857.
- HARKER (J.-A.). — Échelle de température de Kew, VII, 742.
- HARMS (F.). — Ondes électro-magnétiques le long d'un fil entouré d'une gaine isolante, VII, 88. — Photomètre photoélectrique, VII, 657.
- HARRIS (W.). — Rotation magnétique du fer, VIII, 46.
- HARTLEY (W.-N.). — Spectres d'étincelles des métalloïdes, VII, 718. — Thermo-chimie des spectres des flammes, VIII, 204. — Procédés pour l'étude des spectres, VIII, 465. — Spectres d'absorption des vapeurs de benzène, VIII, 780.
- HARTLEY (E.-G.-J.) et BERKELEY (C^e de). — Pressions osmotiques, VII, 706.
- HARTMANN (B.). — Détermination du rapport des deux chaleurs spécifiques des gaz, VII, 323.
- HARTMANN (I.). — Spectrocomparateur, VII, 466.
- HASKELL (R.). — Diffusion des sels en solution dans l'eau, VIII, 706.
- HAVELOCK (T.-H.). — Calcul de la polarisation induite dans un fil cylindrique, VIII, 452. — Double réfraction et structure cristalline, VIII, 772.
- HAWLEY (L.) et DENNIS (L.). — Emanation du radium, VIII, 49.
- HEALD (W.). — Absorption d'hydrogène par les pellicules métalliques, VIII, 45. — Absorption de l'hydrogène par les lames métalliques minces, VIII, 295.
- HEIT. — Compas enregistreur, VIII, 951.
- HEMSALECH (G.-A.). — Harmoniques dans l'étincelle de self-induction, VIII, 71.
- HEMSALECH (G.-A.) et de WATTEVILLE (C.). — Spectres de flammes par voie électrique, VII, 583. — Étude spectroscopique des flammes, VIII, 58. — Spectres de flamme du calcium, VIII, 600.
- HEMSALECH (G.-A.) et ZIMMERN. — Étincelle de résonateur, VIII, 936.
- HENDERSON (W.). — Pouvoir thermo-électrique des métaux avec leurs propres sels, VIII, 54.
- HENNING (F.). — Pression de la vapeur d'eau saturée, VII, 74. — Dilatation des corps solides aux températures très basses, VII, 74.
- HENNING (F.) et HOLBORN (L.). — Chaleur spécifique de la vapeur d'eau surchauffée, VII, 323. — Chaleur spécifique de l'azote, VII, 967.
- HENRI (V.). — Mouvements browniens, VIII, 74, 599.
- HENRICH (F.). — Radioactivité des eaux de Wiesbaden, VIII, 510.
- HENRIET (H.) et BONYSSY (M.). — Origine de l'ozone atmosphérique, VIII, 68.
- HENRY (A.). — Production rapide d'un vide, VIII, 33.
- HERGLOTZ. — Ondes sismiques, VII, 976.
- HERMANN (L.). — Sons de combinaison, VIII, 442.
- HERRMANN-GOLDAP (E.). — Timbre des instruments d'orchestre, VII, 791.
- HERWEG (J.). — Batterie de haute tension pour les mesures électrostatiques, VII, 661. — Abaissement de la différence de potentiel explosive par l'irradiation de l'exploseur, VII, 735; VIII, 426.
- HESEHUS (N.-A.). — Différence de potentiel entre électrode et électrolyte, VII, 530. — Sensibilité du sélénium, VII, 538. — Électrisation de contact, VII, 736.
- HEYDWEILLER (A.). — Résistance de l'étincelle, VIII, 374. — Galvanomètre Bidlingmayer, VIII, 519.
- HEYL (P.). — Coefficient de frottement, VIII, 56. — Indice de réfraction d'un condensateur traversé par un courant, VIII, 741.
- HILDEBRAND-HILDEBRANDSSON (H.). — Types de saisons, VIII, 955.
- HILL (B.). — Alliages au nickel, VIII, 46. — Détermination du plus petit intervalle de temps perceptible par l'oreille, VIII, 700. — Capacité d'un condensateur, VIII, 704.
- HINRICHS (G.-D.). — Poids atomique absolu du chlore, VII, 482. — Nouvelle détermination des poids atomiques, VII, 573. — Poids atomique de l'argent,

- VIII, 613. — Poids atomique du pantogène, VIII, 684. — Poids atomique du potassium, VIII, 930. — Calcul simultané des poids atomiques, VIII, 961.
- HOFFMANN (G.). — Vitesse de migration des ions et valence du thorium X, VIII, 553.
- HOLBORN (L.) et HENNING (F.). — Chaleur spécifique de la vapeur d'eau surchauffée, VII, 323. — Chaleur spécifique de l'azote, VII, 967.
- HOLMAN (W.). — Effet de fatigue et de réapparition dans les phénomènes photo-électriques, VIII, 51.
- HOLTZ (W.). — Figures de Lichtenberg, VII, 539. — Spectres de ligne de force, VII, 544. — Arbres métalliques, VII, 660.
- HONDA (K.) et TERADA. — Changement des constantes élastiques des substances ferromagnétiques par l'aimantation, VII, 549, 799.
- HOPE. — Léonard Euler, VII, 979.
- HOPKINSON (B.). — Température des moteurs à gaz, VII, 534. — Calorimètre enregistreur pour explosions, VIII, 457.
- HOPPEL (H.) et SOMMERFELDT (E.). — Angle des axes optiques des cristaux, VIII, 293.
- HORT (H.). — Chaleurs de transformation du fer, VII, 973. — Machines thermiques, VII, 973.
- HORTON (F.). — Perte négative du calcium chaud ou de la chaux, VIII, 454.
- HOSTELET (G.). — Rôle de la diffusion dans le fonctionnement d'une électrode, VII, 232.
- HOULLEVIGUE (L.). — Surfaces soumises aux projections cathodiques, VIII, 908. — Ionisation de l'air, VIII, 958.
- HUFF (W.-B.). — Déviation électrostatique des rayons X du radio-tellure, VII, 707.
- HULETT (G.-A.). — Etalons Latimer Clark, VIII, 50. — Batterie étalon, VIII, 704. — Piles étalons, VIII, 740.
- HULL (G.-F.). — Influence des champs électriques sur les raies spectrales, VII, 707; VIII, 144-145.
- HUMPHREYS (W.-F.). — Spectres d'arc sous des pressions élevées, VIII, 449-450. — Influence de la pression sur les raies spectrales, VIII, 452.
- HURMUZESCU. — Electroscopie et électromètres à compensation, VIII, 680. — Mesure absolue d'une résistance électrique en unités électrostatiques, VIII, 954.
- HUSSEY (A.-V.), ARMSTRONG (H.-E.), EYRE (J.-V.) et PADDISON (W.-P.). — Déplacement des chlorures par l'alcool, VIII, 213.
- HUTCHINS C.-C.). — Couleur de divers minéraux sous l'action des rayons cathodiques, VIII, 705.
- HUTTON (R.-S.) et PETAVEL (J.-E.). — Four électrique, VIII, 158.
- HYDE E.-P.). — Rayonnement des corps, VIII, 712.
- INGERSOLL (L.) et MENDENHALL (C.). — Points de fusion du radium et de l'iridium, VIII, 49.
- IGNATOWSKY (W. v.). — Diffraction et réflexion déduites des expériences de Maxwell, VII, 791; VIII, 372.
- INNES (P.-D.). — Vitesse des électrons, VIII, 209.
- ISAAC (Miss F.) et MIERS (H.-A.). — Cristallisation spontanée des mélanges binaires, VIII, 206.
- IVES (E.). — Photographie des couleurs, VIII, 42, 703.
- IVES (J.-E.) et GOWHRY R.-E.). — Absorption des ondes électriques par l'air à différentes pressions, VIII, 697.
- IVRY (J. b'). — Dispositif de commande de signaux à distance, VIII, 957.
- JABS, LORENZ et FREI. — Densités des sels fondus VIII, 864.
- JAEGER (G.). — Loi de Maxwell-Boltzmann, VII, 155. — Etalons électriques, VIII, 640. — Equation caractéristique, VIII, 132.
- JAFFÉ (G.). — Ionisation des isolants, VIII, 375.
- JANET (P.). — Unification des unités lumineuses, VIII, 493. — Unités électriques fondamentales, VIII, 529, 551.
- JANTSCH (G.) et URBAIN B. — Magnétisme des terres rares, VIII, 689.
- JAUMANN (G.). — Vitesse de vaporisation de l'eau surchauffée, VII, 543.
- JEANCE et COLIN. — Téléphonie sans fil, VIII, 949.
- JEANS (J.-H.). — Loi de déplacement de Wien, VII, 651.
- JÉGOU. — Détecteurs électrolytiques, VIII, 76, 611.
- JENSEN (C.). — Radiographie, VIII, 373.

- JENTZCH (F.). — Radioactivité des sources minérales de Kissingen, VIII, 303.
- JERVIS-SMITH (F.-J.). — Formation d'une lueur dans un tube vide se mouvant près d'un champ électrostatique, VIII, 782.
- JOFFÉ (A.). — Vitesse des électrons, VIII, 142. — Viscosité dans le quartz, VIII, 392.
- JOHANSEN (E.), WARBURG (E.) et LEITHAUSSER (G.). — Bolomètre dans le vide, VIII, 120.
- JOHNSON. — Tension de vapeur du sel ammoniac, VIII, 864.
- JOHNSTON (J.). — Constantes d'affinité des électrolytes amphotères, VII, 708.
- JOLLES (Miss. T.-C.) et KAMERLINGH-ONNES. — Surface ψ de Van der Waals, VII, 309.
- JOLLOS (A.). — Charge de haute fréquence, VII, 965.
- JOLY (J.). — Halos pléochroïques, VII, 558.
- JONES (H.-O.) et DEWAR (J.). — Fer-carbonyle, VIII, 153. — Application des basses températures à quelques problèmes chimiques, VIII, 783.
- JONES (T.). — Electromètre à courte périodique, VII, 804.
- JONES et VEAZEY. — Conductibilité et frottement interne des solutions, VIII, 867.
- JORISSEN (W.-P.) et RINGER (W.-E.). — Actions chimiques des rayons du radium, VII, 321.
- JOUAUST (R.). — Etalons au cadmium, VIII, 595.
- JOUGUET. — Résistance de l'air, VII, 567. — Lois de la similitude, VIII, 64.
- JOUGUET et CRUSSARD. — Lois de la similitude, VIII, 65.
- JULIUS (W.-H.). — Distribution variable de la lumière dans les bandes de dispersion, VII, 320; VIII, 148. — Spectre infra-rouge, VIII, 230.
- JUNGFLEISCH (E.). — Oxydation du phosphore, VII, 492.
- JUTNER (F.). — Loi de Kopp, VII, 976.
- KABLUKOFF (J.) et LOUGOUNINE (W.). — Détermination des quantités de chaleur dégagées lors de l'addition de brome à quelques substances saturées, VII, 224-914.
- KAHLENBERG (L.) et ANTHONY (R.-B.). — Pouvoir inducteur spécifique des solutions des oléates des métaux lourds, VII, 229.
- KAHN (L.). — Appareil de cours pour l'hydrodynamique, VII, 532.
- KALMUS (H.-T.) et GOODWIN (H.-M.). — Conductibilité et fluidité des sels fondus, VIII, 709.
- KAMERLINGH-ONNES (H.). — Surface ψ de Van der Waals, VII, 306. — Isothermes des gaz monoatomiques de l'hélium, VIII, 218. — Coefficient de pression de l'hélium, VIII, 219. — Cascade pour l'obtention des basses températures, VIII, 223. — Condensation de l'hélium par la détente, VIII, 225. — Hélium liquide, VIII, 607.
- KAMERLINGH-ONNES (H.) et BEQUEREL (J.). — Spectres d'absorption des cristaux, VII, 905. — Spectres d'absorption des composés des terres rares aux très basses températures, VIII, 234.
- KAMERLINGH-ONNES (H.) et BRAAK (C.). — Isothermes des gaz diatomiques, VII, 311, VIII, 217. — Détermination du zéro absolu, VIII, 219. — Loi de Boyle-Charles, VIII, 219.
- KAMERLING-ONNES (H.), BRAAK (C.) et CLAY (J.). — Mesure des très basses températures, VIII, 219.
- KAMERLINGH-ONNES et ses collaborateurs. — Surface ψ de Van der Waals, VII, 309.
- KAMERLINGH-ONNES (H.) et CLAY (J.). — Calibrage des thermomètres à résistance de platine, VII, 312. — Résistances des métaux aux très basses températures, VII, 313. — Dilatation du platine aux basses températures, VIII, 224.
- KAMERLINGH-ONNES (H.) et FABIUS (G.-H.). — Expériences de de Heen et de Teichner sur l'état critique, VII, 314.
- KAMERLINGH-ONNES et Miss JOLLES (T.-C.). — Surface ψ de Van der Waals, VII, 309.
- KAMERLINGH-ONNES (H.) et KEESOM (W.-H.). — Surface ψ de Van der Waals, VII, 306; VIII, 216. — Fonction perturbatrice au voisinage du point critique, VIII, 221.
- KANN (L.). — Recherche magnétique des défauts dans le fer, VII, 631.
- KARMAN (Th.). — Ondes stationnaires dans les courants gazeux, VII, 978.

- KATAYAMA. — Chaines d'amalgames, VIII, 866.
- KAUFMANN (W.). — Théorie du condensateur, VIII, 508.
- KAYSER (H.). — Constante des longueurs d'onde, VIII, 453.
- KESOM (H.). — Surface de Van der Waals, VII, 307; VIII, 224.
- KESOM (H.) et KAMERLINGH-ONNES (H.). — Surface ψ de Van der Waals, VII, 306, VIII, 216. — Fonction perturbatrice au voisinage du point critique, VIII, 221.
- KELLER (O.). — Attraction universelle, VIII, 684.
- KEON (F.-Mc.). — Ionisation de l'air dans des vases métalliques, VIII, 55.
- KERNBAUM (M.). — Décomposition de l'eau par les sels de radium, VIII, 935.
- KERNBAUM (M.) et GREINACHER (H.). — Transformation du Polonium, VIII, 519.
- KIEBITZ (F.). — Expériences d'interférence avec les ondes hertziennes, VII, 82.
- KINOSHITA (S.). — Rayons-canaux dans les gaz composés, VIII, 506.
- KINOSHITA (S.) et VOIGT (W.). — Susceptibilité magnétique, VIII, 129.
- KLEEMAN (R.-D.). — Ionisation de différents gaz par les rayons α , β , γ , VIII, 203.
- KLUPATRY (E.). — Action magnétique des rayons cathodiques, VIII, 371.
- KOHL (E.). — Transformation de l'énergie chimique en énergie électrique, VIII, 372.
- KOHLRAUSCH (F.). — Détermination d'une tension superficielle, VII, 245. — Dispersion atmosphérique, VIII, 295.
- KOHN-ABREST (E.) et CARVALLO (J.). — Action de l'eau sur la poudre d'aluminium, VIII, 928.
- KOHNSTAMM (P.). — Equilibre dans les systèmes binaires, VIII, 216.
- KOKDYS (M.-L.). — Vibrations secondaires, VIII, 855.
- KOLACEK (F.). — Equations électromagnétiques dans les milieux en mouvement, VII, 965.
- KOLOWRAT (L.). — Dégagement de l'émanation par les sels de radium, VII, 496. — Réglage d'un four électrique, VIII, 495. — Discontinuité de température à la limite de deux milieux liquides, VIII, 854.
- KÖNIG (P.-P.). — Résistance du mercure dans un champ magnétique, VIII, 390.
- KONIGSBERGER (J.). — Gradient de la température du sol, VII, 547. — Déperdition électrique, VIII, 506. — Rapport de la conductibilité calorifique à la conductibilité électrique, VIII, 514.
- KONIGSBERGER (J.) et DISCH (J.). — Equation de Fourier, VII, 963.
- KONIGSBERGER (J.) et MULLER (W.-S.). — Surface de séparation métal-électrolyte, VII, 729.
- KÖENIGSBERGER (J.) et REICHENHEIM (O.). — Influence de la température sur la conductibilité électrique, VII, 653.
- KONOVALOFF. — Action mutuelle des corps en dissolution, VII, 907. — Action catalytique des acides, VII, 916.
- KORN (A.). — Théorie de l'élasticité, VII, 903, VIII, 693. — Relais optiques, VIII, 505. — Compensateur à sélénium, VIII, 505.
- KORTEWEG (D.-J.). — Equilibre de corps flottants, VII, 315.
- KOTOVIC (W.). — Rapport $\frac{C}{c}$, VIII, 854.
- KOWALSKI (J. de). — Phosphorescence à basse température, VII, 584; VIII, 924.
- KOWALSKI (J. de) et GARNIER (C.). — Optimum de phosphorescence, VII, 494.
- KRUGER (F.). — Batterie pour les mesures électrostatiques, VII, 540.
- KUCERA (G.). — Détermination des constantes capillaires, VII, 246.
- KUCERA (B.) et MASEK (B.). — Rayonnement du radiotellure et polonium, VII, 239.
- KUCH (R.) et RETSCHINSKY (T.). — Absorption sélective dans l'arc au mercure, VII, 79.
- KUENEN (J.-P.). — Calcul des constantes a et b de l'équation de Van der Waals, VII, 156.
- KUNZ (J.). — Problème de Poincaré-Lorentz, VII, 977.
- KURTH (A.). — Recherches sur la dureté, VII, 983.
- KURZ (K.). — Électromètre à feuilles, VII, 642. — Electricité atmosphérique, VIII, 141.

- KYNAST (R.)**. — Changements de phase produits par la réflexion sur des milieux isotropes transparents, VII, 72.
- KYNAST (R.) et LUMMER (O.)**. — Appareil producteur de spectres pour les mesures de polarisation et de différence de phase, VII, 72.
- KYRILLOFF (E.-A.)**. — Module d'Young, VII, 737.
- LAAR (J.-J. van)**. — Courbes spinodales et courbes de glissement, VII, 306. — Mélanges d'alcool et d'eau, VIII, 860.
- LABORDE (A.)**. — Condensation de l'émanation du radium, VIII, 955.
- LABORDE (A.) et CHENEVEAU (C.)**. — Mesure de la radioactivité, VIII, 164.
- LABROUSTE et LEDUC (A.)**. — Electrolyse d'azotate et d'oxyde d'argent, VII, 482.
- LACROIX (A.)**. — Nouveau silicate de cuivre, VIII, 57.
- LADENBURG (E.)**. — Vitesse initiale des ions, VIII, 528.
- LADENBURG (R.)**. — Température des particules de carbone incandescentes dans les flammes, VII, 722. — Mouvement d'une sphère dans un liquide visqueux, VII, 969.
- LAEMMEL (R.)**. — Chaleurs spécifiques des corps simples, VII, 87. — Signification de l'équation $p v = RT$, VII, 962.
- LAHN (H.)**. — Effet Hall, VII, 400.
- LALLEMAND (C.)**. — Mesure des mouvements généraux du sol, VII, 891.
- LANGÉVIN (P.)**. — Théorie du mouvement brownien, VII, 901. — Recombinaison des ions dans les diélectriques, VIII, 69.
- LARGUIER DES BANCELIS**. — Solubilité de la gélatine, VII, 896. — Coagulation du sang, VIII, 602.
- LARMOR (J.)**. — Déplacement des raies spectrales, VIII, 452.
- LA ROSA (M.)**. — Bobine d'induction, VII, 662. — Effet thermique de l'arc musical, VIII, 929.
- LASAREFF (P.)**. — Palissement des matières colorantes dans le spectre visible, VIII, 136.
- LATSCHENKS**. — Chaleur d'échauffement de la barytine, etc., VIII, 598.
- LAUB (J.)**. — Rayons cathodiques secondaires, VII, 409. — Optique des corps en mouvement, VII, 966; VIII, 373.
- LAUDET (G. et G.)**. — Enregistrement photographique de vibrations sonores, VIII, 77.
- LAUE (M.)**. — Thermodynamique des phénomènes d'interférence, VII, 85. — Entropie des rayons imparfaitement cohérents, VII, 966. — Entraînement des ondes lumineuses, VII, 971. — Electrodynamique de Cohn, VII, 971. — Influence de la dispersion et de l'absorption sélective sur la courbe d'ondes périodiques, VII, 983.
- LAUGWITZ (M.)**. — Passage des ondes électriques à travers des réseaux non métalliques, VII, 399.
- LAUGWITZ (M.) et SCHAEFER (C.)**. — Théorie des réseaux de Lamb, VII, 962. — Réseaux de Hertz, VII, 970.
- LAVAUX (J.)**. — Unités mécaniques, VIII, 849.
- LAWTON (E.-E.)**. — Spectre de l'azote, VII, 479.
- LAZAREFF (P.)**. — Décoloration des pigments sous l'influence de la lumière, VII, 741.
- LÉAUTÉ (A.)**. — Harmoniques dans l'étincelle de self-induction, VIII, 71. — Décharge d'un condensateur, VIII, 691. — Stries des étincelles oscillantes, VIII, 925.
- LÉAUTÉ (A.) et GAGOGNE**. — Transformateurs industriels, VIII, 946.
- LEBEDEW (P.)**. — Dispersion de la lumière dans l'espace céleste, VII, 895, VIII, 900. — Pression de la lumière sur les gaz, VIII, 854.
- LE CHATELIER (H.)**. — L'austénite, VIII, 61.
- LE CHATELIER (H.) et WOŁODGINE (S.)**. — Densité du graphite, VII, 891.
- LECHER (E.)**. — Effet Peltier, VII, 531.
- LECORNU (L.)**. — Aéroplane, VIII, 930.
- LEDER (F.)**. — Lampe d'Hefner, VIII, 120.
- LEDUC (A.)**. — Poids atomique de l'argent, VIII, 613. — Compressibilité des gaz, VIII, 927. — Poids moléculaire du toluène, VIII, 931. — Coefficients de dilatation des gaz, VIII, 945. — Pression interne dans les gaz, VIII, 951. — Equation caractéristique des gaz, VIII, 959.
- LEDUC (A.) et LABROUSTE**. — Electrolyse d'azote et d'oxyde d'argent, VIII, 482.

- LEES (C.-H.). — Conductibilités thermiques des solides, VIII, 779.
- LEHMANN (O.). — Tension de vapeur et tension de dissolution, VII, 643. — Phénomènes colorés dans les cristaux semi-fluides, VII, 654. — Cristaux liquides, VII, 972, VIII, 387-743.
- LEITHAUSER (G.) et WARBURG (E.). — Action de l'effluve sur l'air atmosphérique, VII, 404.
- LEITHAUSER (G.), WARBURG (E.) et JOHANSEN (E.). — Bolomètre dans le vide, VIII, 120.
- LENNAN (J.-C. Mc). — Alliages de Heusler, VIII, 48. — Radioactivité des métaux, VIII, 703.
- LENNAN (Mc) et WRIGHT. — Susceptibilité des solutions de mélange de sels, VIII, 45.
- LEONARD (G.-G.) et POLLOT (J.-H.). — Spectres quantitatifs de certains éléments, VIII, 455.
- LEPAPE (A.) et MOUREU (L.). — Radioactivité des eaux de Bagnères-de-Luchon, VIII, 938.
- LERMANTOFF (M. V.). — Travaux de D.-J. Mendeleef, VII, 737.
- LETALLE. — Couleur de l'eau de mer dans la Manche, VII, 573. — Relief picnométrique à travers la Manche, VIII, 685.
- LEVI-CIVITA (T.). — Mouvement de l'électricité sans liaisons ni forces extérieures, VII, 495.
- LEVIN (M.). — Teneur en radium des préparations d'uranium, VIII, 299. — Propriétés de l'uranium et de l'actinium, VIII, 511. — Rayonnement de l'uranium, VIII, 527.
- LEVY (D.-M.) et TURNER (T.). — Recuit du cuivre, VIII, 774.
- LEWIS (G.-N.). — Système de thermodynamique chimique, VIII, 858.
- LIMB. — Soupapes électrolytiques, VIII, 70. — Dynamo électrique sans collecteur, VIII, 596.
- LIPPMANN (G.). — Endosmose entre deux liquides. — Thermoendosmose des gaz, VII, 483. — Phénomène analogue à la caléfaction, VII, 490. — Epreuves réversibles, VII, 821. — Analogie entre la température absolue et le potentiel électrique, VII, 971. — Enregistrement de l'accélération absolue des mouvements sismiques, VIII, 919.
- LOFFLER (B.). — Particules en suspension dans un liquide, VII, 960.
- LOGEMAN (W.-H.). — Production de rayons secondaires par les rayons α du polonium, VII, 711.
- LOHMANN (H.). — Production et mesure des tensions électriques élevées, VII, 84.
- LOHMANN (W.). — Phénomène de Zeeman, VII, 731.
- LOHNSTEIN (T.). — Théorie de la formation des gouttes, VII, 242. — Adhérences des solides, VIII, 386.
- LOKHTINE (W.). — Formation de la glace intérieure fluviale, VIII, 439.
- LOMB (H.-C.). — Théorie des doublets collés, VII, 165.
- LONGDEN (A.). — Pont de Wheatstone, VIII, 46.
- LORENTZ (C.-F.). — Décharge électrique sur la flamme de l'acétylène VII, 972. — Roues à palettes, VII, 976.
- LORENTZ (H.-A.). — Lumière et constitution de la matière, VIII, 290.
- LORENZ, FRIE et JABS. — Densités des sels fondus, VIII, 864.
- LOUGOUNINE (W.) et KABLUKOFF (J.). — Détermination des quantités de chaleur dégagées lors de l'addition du brome à quelques substances non saturées, VII, 224-911.
- LOUTSCHINSKY. — Transformation magnétique du plomb, VIII, 961.
- LOWELL (P.). — Température de la surface des planètes, VII, 803. — Planète Mars, VII, 902. — Spectres de Jupiter, Saturne, etc., VIII, 608.
- LOWRY T.-M.) et SMITH F.-E.). — Voltamètre à argent, VIII, 775.
- LUDEWIG P.). — Interrupteurs électrolytiques, VIII, 380.
- LUMMER (O.). — Température d'inversion de l'air, VII, 734.
- LUMMER (O.) et KYMAST (R.). — Appareil producteur des spectres pour les mesures de polarisation et de différence de phase, VII, 72.
- LUMMER (O.) et SCHAEFER. — Principe d'Archimède, VII, 544.
- LUNDEN (H.). — Coefficients d'affinité et hydrolyse des sels, VII, 910-919.
- LUNT (J.). — Présence de l'euporium dans les étoiles, VIII, 155.
- LUTHER et PLOTNIKOW. — Phénomènes photochimiques, VIII, 865.

- LYLE (T.). — Diagrammes indicateurs des transformateurs, VII, 360.
- LYMAN (Th.). — Absorption de quelques solides pour les radiations, VIII, 147. — Lumière de très courte longueur d'onde, VIII, 701-703.
- MACHE (H.). — Diffusion de l'air dans l'eau, VII, 547. — Physique de la flamme, VIII, 130.
- MACKENSIE (S.). — Radiation secondaire émanée d'une plaque exposée aux rayons du radium, VIII, 499.
- MACKENSIE (Th.-D.) et SODDY (F.). — Relation entre l'uranium et le radium, VIII, 503. — Décharge électrique dans les gaz monoatomiques, VIII, 777.
- MACLAURIN (R.-C.). — Propriétés optiques des lames métalliques minces, VII, 716. — Intensité de la lumière réfléctive par les substances transparentes, VIII, 152. — Lumière polarisée elliptiquement par réflexion, VIII, 214.
- MADLUNG (E.). — Rigidité diélectrique dans les gaz très raréfiés, VIII, 507. — Emploi du tube de Braun pour l'étude de l'hystérésis, VIII, 507.
- MAGIE (W.). — Chaleur spécifique des solutions, VIII, 52.
- MAGLI (G.) et PIUTTI (A.). — Variation du pouvoir rotatoire avec la température, VII, 918.
- MAILBY (R.) et GOODWIN (H.). — Conductibilité et sels fondus, VIII, 695.
- MAILLARD (L.). — Expérience de cours sur la rotation de la terre, VIII, 608.
- MAISEL (S.). — Photomètre polariseur à scintillation, VII, 739.
- MAKOVER (W.) et RUTS (S.). — Effets des hautes températures sur l'émanation du radium, VIII, 158.
- MALCLÈS (L.). — Diélectriques liquides, VII, 585. — Résidus diélectriques, VIII, 634.
- MALFITANO (G.). — Propriétés des particules colloïdales, VIII, 941.
- MALFITANO (G.) et MICHEL (L.). — Hydrolyse du perchlorure de fer, VII, 489-580-897, VIII, 682.
- MALLET (J.-W.). — Action du mercure sur les alliages, VIII, 776.
- MALLET (E.) et GUYE (P.-A.). — Électrolyse des chlorures alcalins, VII, 225.
- MALLIK (D.-N.). — Induction magnétique dans les sphénoïdes, VII, 810.
- MALLOCK (A.). — Relation entre la tension de rupture et l'extension dans les essais d'acier, VII, 720. — Espace parcouru en un temps donné par un projectile, VIII, 205. — Portée et nature du mouvement des projectiles, VIII, 213. — Sensibilité de l'oreille à la direction des sons explosifs, VIII, 778. — Ballons sondes, VIII, 792.
- MALTÉZOS (G.). — Etude des lentilles, VIII, 615.
- MANDELSTAM (L.). — Théorie de la dispersion, VIII, 292.
- MANDELSTAM (L.) et PAPALEXI (N.). — Méthode pour produire des vibrations rapides représentant une différence de phase, VII, 545.
- MANVILLE (O.). — Carbone amorphe, VII, 914.
- MAQUENNE (J.). — Propriétés colloïdales de l'amidon, VII, 896.
- MARAGE. — Portée de certaines voix et travail développé pendant la phonation, VII, 298. — Développement de l'énergie de la voix, VII, 576. — Photographie des vibrations de la voix, VII, 906. — Théorie de l'audition, VIII, 614. — Tracés d'une même voyelle chantée, VIII, 684. — Instruments de musique anciens, VIII, 935.
- MARBE (K.). — Flamme de König, VII, 652. — Production de flammes vibrantes, VII, 975. — Mouvements de flamme produits électriquement, VII, 982.
- MARBE (R.) et DEGUISNE (C.). — Analogie entre les courants alternatifs et les vibrations sonores, VII, 978.
- MARC (R.). — Cristallisation dans les solutions aqueuses, VIII, 863.
- MARCELLIN (R.). — Cristallisation spontanée, VIII, 934.
- MARCH (H.). — Susceptibilité de mélanges liquides, VIII, 41.
- MARCK WALD (W.). — Polonium et radiotellure, VII, 238.
- MARIE (C.). — Suspension et viscosité, VIII, 691.
- MARREC, DIENERT (F.) et GUILLERED (A.). — Acoustèle de Daguin, VIII, 73.
- MARTEL (E.-A.). — Variation de température des sources, VIII, 60.
- MARTINI (T.). — Contribution à la théo-

- rie osmotique de la pile, VII, 397. — Vitesse du son dans les liquides, VIII, 914.
- MARTIENSSEN (O.). — Boussole gynomscopique, VII, 652.
- MARTYN (G.-H.). — Décharge de l'électricité émanée des corps chauds, VIII, 504.
- MARTYN (G.-H.) et WILSON (H.-A.). — Vitesse de rotation de la décharge électrique dans un champ magnétique, VIII, 208.
- MASCART (E.). — Notice bibliographique, VII, 745.
- MASON (W.-H.) et VONWILLER (O.-V.). — Capacité inductive du sélénium très pur, VIII, 159.
- MASSOL (G.). — Radioactivité des eaux d'Uriage-les-Bains, VIII, 683.
- MASSOL (G.) et SIZES (G.). — Multiplicité des sons émis par les diapasons, VII, 577. — Harmoniques d'un corps vibrant, VII, 890. — Harmoniques graves, VIII, 950.
- MATHA. — Intensité de la pesanteur à l'île Booth-Wandel, VII, 494.
- MATHER (T.), AYRTON (W.-E.) et SMITH (F.-E.). — Electrodynamomètre, VIII, 771.
- MATHER (T.) et SMITH (F.-E.). — Voltamètres à argent, VIII, 775. — Piles étalons, VIII, 787.
- MATHEWS et RICHARDS (W.). — Relations entre la compressibilité et la tension superficielle, VIII, 864.
- MATHIAS (E.). — Physique des courants d'air, VII, 463. — Détente adiabatique des fluides saturés, VII, 618, 888. — Diamètre de l'acétylène, VIII, 943.
- MATTHIES (W.). — Tension de vapeur du soufre, VII, 643.
- MAURAIN (C.). — Action de cycles de tension sur l'aimantation du fer, VII, 497.
- MAURER (E.). — L'austénite, VIII, 61.
- MAYER (A.). — Variomètre, VIII, 385.
- MAYER (A.) et SALLES (E.). — Colloïdes inorganiques, VIII, 61.
- MAYER (A.), SCHÖFFER (G.) et FERROINE (E.). — Grandeur des granules colloïdaux, VII, 578.
- MEES (C.-E.-K.) et SHEPPARD (S.-E.). — L'image latente et sa destruction, VII, 719.
- MELANDER (G.). — Production d'électricité statique par l'action de la chaleur et de la lumière, VII, 809. — Par le frottement, VIII, 298.
- MÉNARD (M.). — Radiographie, VIII, 64, 598.
- MENDEL. — Température des eaux thermales des Pyrénées-Orientales, VIII, 72.
- MENDENHALL (C.) et INGERSOLL (L.). — Points de fusion du radium et de l'iridium, VIII, 49.
- MENIÈRE (P.). — Dosage de la vapeur de mercure, VIII, 59.
- MERCADIER (E.). — Superposition des petites oscillations électriques dans le même circuit, VIII, 604, 959.
- MERCANTON (P.-L.). — Danger d'explosion avec le radium, VII, 235.
- MERENIN (N.-A.). — Calorimètre Hesehus, VIII, 856.
- MERRITT (E.) et NICHOLS (E.). — Influence des radiations rouge et infra-rouge sur la blende de Sidot, VIII, 55. — Effets de la phosphorescence au point de vue de la théorie de la dissociation, VIII, 710.
- MESLIN (G.). — Renversement complexe des raies spectrales dans les couches chromosphériques, VII, 454. — Signe du dichroïsme électrique, VII, 856; Position d'équilibre d'un ellipsoïde anisotrope dans un champ uniforme, VII, 861. — Dichroïsme magnétique de la calcite, VIII, 688. — Relations entre les tensions maximum et les densités de vapeur, VIII, 752. — Polarisation par diffusion latérale, VIII, 942. — Dichroïsme magnétique des terres rares, VIII, 957.
- METCALFE (E.-P.) et CUTHBERTON (C.). — Indices de réfraction du potassium, du zinc, etc., gazeux, VIII, 160. — De l'oxyde azotique, etc, VIII, 788. — Dispersion du mercure, du soufre, etc., VIII, 789.
- MEUNIER (J.). — Appareil pour l'analyse des mélanges d'air et de gaz ou vapeurs combustibles, VII, 569. — Combustion sans flamme et inflammation des gaz, VII, 902. — Combustion par incandescence des gaz, VIII, 59, 924.
- MEUNIER (J.) et OURIOT. — Action d'un conducteur électrique incandescent sur les gaz qui l'entourent, VII, 582.
- MEYER (E.). — Absorption des rayons α

- du radium F par les métaux, VII, 241. — Calcul de la courbure des tiges, VIII, 302. — Absorption des rayons α par les métaux, VIII, 523.
- MEYER (E.) et REGENER (E.). — Variations du rayonnement des substances radioactives, VIII, 384.
- MEYER (S.) et SCHWEIDLER (van). — Constante de temps du polonium, VII, 238.
- MEYER (R.) et STARK (J.). — Fluorescence des dérivés du benzène, VII, 979.
- MEYNIER (J.). — Catalyse par l'humidité, VIII, 954.
- MICHEL (L.). — Filtration au travers du collodion, VIII, 687.
- MICHEL (L.) et MALFITANO (G.). — Hydrolyse du perchlorure de fer, VII, 489-580-897, VIII, 682.
- MICULESCU (C.). — Mesure du diamètre intérieur des tubes capillaires, VIII, 236.
- MIE (G.). — Optique des milieux troubles, VIII, 378.
- MIERS (H.-A.) et ISAAC (Miss F.). — Cristallisation spontanée des mélanges binaires, VIII, 206.
- MILLER (W.). — Effet Zeeman, VII, 735; VIII, 122.
- MILLIKAN (R.-A.) et BEGEMAN (L.). — Charge d'un ion négatif, VIII, 697.
- MILLIKAND (R.-H.) et WINCHESTER (G.). — Sensibilité photoélectrique des métaux, VIII, 500.
- MILLOCHAU (G.). — Température du soleil, VIII, 347. — Etude du rayonnement, VIII, 937.
- MILLOCHAU (G.) et FÉRY (C.). — Rayonnement calorifique du soleil, VII, 894.
- MILNER (R.). — Formation des lames liquides, VII, 532.
- MINCHIN (H.). — Dilatation du quartz fondu, VIII, 40.
- MINET (A.). — Arc voltaïque, VII, 900.
- MINET (A.) et CLERC (L.). — Four électrique, VII, 894.
- MINKIEWICZ (R.). — Vision, VIII, 924.
- MISES (R.). — Théorie des roues à palettes, VII, 980.
- MITCHELL (W.-S.). — Observations solaires à Princeton, VII, 161.
- MOLL (W.-J.-H.). — Spectres infrarouges, VIII, 229. — Dispersion du sel gemme, VIII, 230.
- MOLLER (H.-G.). — Surtension dans le dégagement des gaz par l'électrolyse, VIII, 383.
- MONASCH (B.). — Perte d'énergie dans un diélectrique soumis à des champs alternatifs, VII, 81.
- MONASCH (B.) et TRAUENBERG (R. von). — Mesures d'amortissement, VIII, 306.
- MONTESSEUS DE BALLORE (de). — Constructions asismiques, VIII, 75. — Tremblement de terre, VIII, 614. — Interprétation des ondes des sismogrammes, VIII, 924.
- MOORE (B.-E.). — Division des lignes spectrales du baryum, etc., dans le champ magnétique, VIII, 377. — Effet Zeeman, VIII, 699. — Emanation du radium dissous dans l'eau, VIII, 793.
- MORE (L.-T.) et FRY (H.-S.). — Différence de phase des ondes sonores, VII, 560.
- MOREAU (G.). — Rayonnements et potentiel explosif, VIII, 16-94. — Masse de l'ion négatif, VIII, 925. — Charge de l'ion négatif d'une flamme, VIII, 947.
- MOULIN (M.). — Recombinaison initiale des ions, VIII, 961.
- MOSENGEIL (K. von). — Rayonnement stationnaire dans une enceinte animée d'un mouvement uniforme, VII, 81.
- MOSS (E.). — Lois et tensions de vapeur, VIII, 57-702.
- MOUREAUX (T.). — Eléments magnétiques, à l'Observatoire du Val-Joyeux, du 1^{er} janvier 1908, VII, 891; du 1^{er} janvier 1909, VIII, 923.
- MOUREU (C.) et BIQUARD (R.). — Gaz rares dans les eaux thermales, VII, 899.
- MOUREU (Ch.) et LÉPAPE (A.). — Radioactivité des eaux de Bagnères-de-Luchon, VIII, 938.
- MOUTON (H.) et COTTON (A.). — Etude ultramicroscopique du transport électrique, VII, 230. — Orientation des cristaux par le champ magnétique, VIII, 597. — Biréfringence magnétique et électrique de la nitrobenzine, VIII, 600.
- MOUTON (H.), COTTON (A.), WEISS (P.). — Phénomène de Majorana, VII, 491.
- MULLER (E.). — Métaux colloïdaux, VII, 792.
- MULLER (J.-A.). — Règle des phases, VIII, 62.

- MULLER (P.-T.) et ALLEMANDET (H.). — Electrode à alcali, VII, 948.
- MULLER (W.-J.) et KONIGSBERGER (J.). — Surface de séparation métal-électrolyte, VII, 729.
- MYERS (C.-S.) et WILSON (H.-A.). — Perception de la direction du son, VIII, 784.
- NAGARAGA (G.). — Spectre des taches solaires, VIII, 452.
- NAHL (J.). — Théorie de la diffusion des gaz, VII, 543.
- NASMYTH (G.-N.). — Arc chantant, VIII, 706.
- NATANSON (L.). — Polarisation elliptique, VIII, 321. — Théorie électromagnétique de l'extinction et de la dispersion dans les gaz, VIII, 862.
- NÈGRE (F.). — Résistance d'isolement, VIII, 62.
- NEGREANU. — Vitesse de rotation de deux disques tournant en sens contraire, VIII, 236.
- NELL (P.). — Diffusion des dissolutions aqueuses dans la gélatine, VIII, 528.
- NEERNST (W.). — Eclat des corps noirs incandescents, VII, 642.
- NICCOLAI (G.). — Résistance électrique des métaux, VII, 937.
- NICHOLS (E.-F.). — Force électromotrice produite par la force centrifuge, VII, 658. — Absence d'onde de très grandes longueurs du spectre du soleil, VIII, 450.
- NICHOLS (E.-L.). — Couleur du ciel, VIII, 703.
- NICHOLS (E.-F.) et DAY (W.-S.). — Groupes de rayons restant dans l'infra-rouge, VIII, 707.
- NICHOLS (E.) et MERRITT (E.). — Influence des radiations rouge et infra-rouge sur la blende de Sidot, VIII, 55. — Effets de la phosphorescence au point de vue de la théorie de la dissociation, VIII, 710.
- NICHOLS (E.-F.) et WILLIAMS (S.-R.). — Galvanomètre cuirassé, VIII, 708.
- NICHOLSON (W.). — Diffraction du son, VII, 808.
- NICOLAS. — Orage à l'île Lifou, VIII, 687.
- NICOLIS (V.) et BONACINI (C.). — Conductibilité électrique de l'air VIII, 795.
- NIRDEBSCHULTE (G.). — Tension de vapeur des corps solides, VII, 413.
- NOBLE (A.). — Recherches sur les explosifs, VII, 712.
- NODON (A.). — Action électrique du Soleil et de la Lune au pic du Midi, VII, 567. — Perturbations dans la charge terrestre, VIII, 614.
- NORDMANN (C.). — Dispersion de la lumière dans l'espace céleste, VII, 895. — Éléments magnétiques d'Algérie, Tunisie et Italie, VIII, 78. — Étoiles variables à courte période, VIII, 594. — Dispersion apparente de la lumière dans l'espace interstellaire, VIII, 900.
- NORDMEYER (P.) et FOSRH (C.). — Chaleur spécifique du chrome, VII, 324.
- NORTHROP (E.). — Disposition optique pour appareils oscillants, VIII, 44. — Forces à l'intérieur d'un conducteur électrique, VIII, 48.
- NUTTING (P.-G.). — Structure des raies, III, VII, 161. — Activité physiologique des diverses radiations, VIII, 44.
- OBEGG. — Théorie de dissociation, VIII, 864.
- O'DELL (G.-F.), WILSON (E.) et WINSON (V.-H.). — Effets du magnétisme sur les alliages de fer, VIII, 792.
- OTTINGER (E.) et BORN (M.). — Théorie de la chaleur, VIII, 291.
- OGURA (K.) et STEINMETZ (C.). — Inductance d'un conducteur rectiligne, VIII, 52.
- OLIE et COHEN. — Antimoine amorphe, VIII, 866.
- OLZEWSKI (K.). — Liquéfaction de l'hélium, VII, 248.
- ORLOW (A.). — Bulle de poix noire, VIII, 293.
- OURIOT et MEUNIER (J.). — Action d'un conducteur électrique incandescent sur les gaz qui l'entourent, VII, 582.
- PADDISON (W.-P.), ARMSTRONG (H.-E.), EYRE (J.-V.) et HUSSEY (A.-V.). — Déplacement des chlorures par l'alcool, VIII, 213.
- PAGINI (P.). — Actions électro-dynamiques, VII, 665.
- PANAYEFF (J.). — Relation entre la température de fusion et la dilatation des métaux, VII, 324.
- PAPALEXI (N.) et MANDELSTAM (L.). — Méthode pour produire des vibrations rapides représentant une différence de phase, VII, 545.

- PARIS (L.). — Obtention de l'alumine fondue à l'état amorphe, VIII, 685.
- PARSONS (C.-A.). — Carbone aux températures et pressions élevées, VIII, 212.
- PARSONS (C.-A.) et SWNTON (A.-L.-C.). — Conversion du diamant en coke par les rayons cathodiques, VIII, 784.
- PASCAL (P.). — Recherches magnétochimiques, VII, 921, VIII, 690, 928. — Effet sélectif dans l'ionisation d'un gaz, VIII, 928.
- PASCHEN (F.). — Effet Doppler dans le spectre des rayons. — Canal de l'hydrogène, VII, 405, 408, 735, 971. — Petit électromètre sensible, VII, 649. — Rayonnement d'origine purement thermique, VIII, 304. — Dispersion du sel gemme, VIII, 445. — Mesure absolue de l'effet Zeeman, VIII, 525.
- PATTERSON (H.). — Pile au charbon, VII, 554.
- PAULI (E.). — Conductibilité calorifique des gaz, VII, 969; du cobalt; VIII, 609.
- PÉCHEUX (H.). — Thermo-électricité du nickel, VII, 569. — Thermo-électricité de l'aluminium, VIII, 933. — Des cupro-aluminium, VIII, 940.
- PEDERSEN (F.). — Frottement interne d'éthers gazeux isomères, VIII, 52.
- PEDERSEN (P.-O.). — Tension superficielle des liquides, VIII, 772.
- PEGRAM (G.-B.) et WEBB (H.-W.). — Chaleur développée dans l'oxyde de thorium par sa radioactivité, VIII, 704.
- PÉLABON (H.). — Fusibilité des mélanges d'or et de tellure, VIII, 945.
- PELET-JOLIVET (L.) et ANDERSEN (N.). — Matières colorantes en solution, VIII, 682.
- PELET-JOLIVET (L.) et WILD (A.). — Matières colorantes en solution, VIII, 682.
- PELLAT (H.). — Théorie de Nernst, VII, 195. — Variation de la masse des électrons à l'intérieur de l'atome, VII, 570.
- PELLET (J.). — Magnétisme et torsion, VIII, 110.
- PELLIN (F.) et TISSOT (C.). — Correction de l'astigmatisme des prismes biréfringents, VII, 296. — Réception des signaux horaires radiotélégraphiques, VIII, 117.
- PENTSCHIEFF (P.-B.). — Chute de potentiel dans la lumière positive de l'hydrogène, VII, 648.
- PENZER (J.) et BARTON (E.-H.). — Courbes des vibrations d'une corde et de son chevalet, VII, 539.
- PERKINS (H.-A.). — Effet sélectif dans l'ionisation d'un gaz par un courant alternatif, VIII, 926. — Décharges discontinues dans les tubes de Geissler, VIII, 944.
- PERKINS (P.-B.). — Poids moléculaires de l'émanation du radium, VIII, 313. — Redressement de courant dans un tube à vide, VIII, 314.
- PERMAN (E.-P.). — Réaction entre sels à l'état solide, VIII, 205.
- PERMAN (E.-P.) et DAVIES (J.-H.). — Constantes physiques de l'ammoniac, VII, 705.
- PERMAN (E.-P.) et GREAVES (R.-H.). — Décomposition de l'ozone par la chaleur, VIII, 785.
- PÉROT (A.). — Mesure des pressions élevées, VII, 581. — Rotation du soleil, VIII, 603. — Renversement de la radiation verte émise par l'arc au mercure, VIII, 927.
- PERRIN (J.). — Mouvement brownien, VIII, 67, 607, 609. — Lois de l'électrisation de contact, VIII, 607. — Grandeur des molécules et charge de l'électron, VIII, 612.
- PETAVEL (J.-E.) et HUTTON (R.-S.). — Four électrique, VIII, 158.
- PETIT (C.-E.). — Détecteur pour la télégraphie et la téléphonie sans fil, VIII, 956.
- PEZZER (de). — Phonographe, VIII, 919.
- PELÜGER (A.). — Absorption des gaz lumineux, VIII, 128.
- PFUND (A.). — Polarisation et réflexion sélective dans le spectre infra-rouge, VII, 160.
- PHAIL SMITH (C.-Mc). — Diffusion des métaux dans le mercure, VIII, 375.
- PHILIPPS (P.). — Vitesses des sons dans l'air, VII, 709.
- PIERCE (C.-A.). — Thermoluminescence, VIII, 700-702.
- PIERCE (G.). — Résonance dans la télégraphie sans fil, VIII, 42. — Redresseurs d'onde cristallins, VIII, 50.
- PIERLUIGI-PIROTTI. — Interrupteur automatique, VII, 975.

- PILCIKOV (M.-N.). — Polarisation de la lumière diffuse, VIII, 855.
- PINTZA (A.) et GUYE (Ph.-A.). — Poids atomique de l'azote, VIII, 685.
- PIOLA (F.). — Phénomène de Wehnelt, VII, 663; VIII, 456. — Perméabilité magnétique du fer, VIII, 455. — Résistance et réactance d'un solénoïde, VIII, 456.
- PIONCHON (J.). — Hygroscope électrique, VIII, 60.
- PIUTTI (A.) et MAGLI (G.). — Variation du pouvoir rotatoire avec la température, VII, 918.
- PLANCK (M.). — Théorie de la dispersion, VIII, 304.
- PLANER (V.) et WEISS (W.). — Hystérèse dans les champs tournants, VII, 5.
- PLASKETT (J.-S.). — Spectrographe, VIII, 149.
- PLOTNIKOW et LUTHER. — Phénomènes photochimiques, VIII, 865.
- POCKELS (F.). — Variation de poids des sabliers, VIII, 307. — Masse électromagnétique de l'électron, VIII, 521.
- POHL (R.) et WALTER (B.). — Diffraction des rayons de Röntgen, VIII, 383.
- POINCARÉ (H.). — Ondes hertziennes et l'équation de Fredholm, VIII, 929.
- POLACK et BROCA (A.). — Vision des signaux de nuit, VII, 576.
- POLLOT (J.-H.) et LEONARD (G.-G.). — Spectres quantitatifs de certains éléments, VIII, 455.
- POMEROY (J.-C.). — Excès d'électrisation négative produit par pulvérisation des liquides, VIII, 711.
- PORTER (A.). — Images optiques, VIII, 45. — Pression osmotique, VIII, 211, 790.
- PORTEVIN (A.). — Système nickel-bismuth, VII, 582.
- POSEPAL (V.). — Forces électromotrices d'aimantation, VIII, 935.
- PRANDT (L.). — Ecoulement des gaz, VII, 972.
- PRECHT (J.). — Danger d'explosion avec le radium, VII, 235.
- PRINGSHEIM (P.). — Décharge par les pointes, VIII, 122.
- PROCTOR (C.). — Mesure des indices et de la dispersion à l'aide de l'interféromètre, VIII, 44.
- PRODZYNSKI (C. de). — Vision cinématographique sans scintillements, VIII, 954.
- PRUD'HOMME (M.). — Relation entre la conductibilité des électrodes et la dilution, VII, 914.
- PRYTZ (K.). — Contacts poreux, VIII, 528.
- PRZIBRAM (K.). — Condensation des vapeurs dans les gaz ionisés, VIII, 527.
- PUCHS (R.). — Cristaux liquides, VII, 983.
- PURVIS (I.-E.). — Phénomène de Zeeman, VII, 291.
- QUINCKE (G.). — Structure écumeuse, VII, 707.
- QUINET (P.). — Solutions d'acide tartrique et de molybdates, VIII, 278.
- RADIOT. — Modèle de ballon, VIII, 693.
- RAESER (F.). — Résonance d'un son grave, VII, 976.
- RAMAN (C.-V.). — Détermination de la tension superficielle, VII, 813.
- RAMSAY (Sir W.). — Dégénération des éléments, VII, 919. — Quantités de crypton, de xénon, d'hélium et de néon dans l'air, VIII, 794.
- RAMSAY (Sir W.) et CAMERON (A.). — Lithium dans les minerais radioactifs, VII, 897.
- RANKINE (A.-O.) et TROUTON (F.-T.). — Résistance électrique de la matière en mouvement, VIII, 789.
- RATEAU (A.). — Recherches aérodynamiques, VIII, 958.
- RAU (H.). — Rayons-canal, VII, 236.
- RAVBAU (C.). — Lois du déplacement de l'équilibre, VIII, 572, 936.
- RAY (J.). — Angle limite, VIII, 119.
- RAYLEIGH (Lord). — Perception de la direction du son, VII, 554. — Notes sur l'acoustique, VII, 557. — Spectre de diffraction, VII, 797. — Passage du son à travers des fentes étroites, VII, 803. — Lumière diffusée par des traits fins tracés sur une surface réfléchissante ou transmise par des fentes très étroites, VII, 808. — Sensibilité de l'oreille à la hauteur des « sons », VII, 815. — Théorie dynamique des réseaux, VIII, 207.
- REBENSTORFF (H.). — Méthode pour réduire les masses gazeuses aux conditions normales, VIII, 293.
- REBIERE (G.). — Argent colloïdal, VIII, 926.
- REBOUL (G.). — Phénomènes thermo-électriques et électrocapillaires dans les gaz, VII, 840. — Phénomènes électrocapillaires dans les gaz, VIII, 922, 932.

- REGENER (E.) et MEYER (E.). — Variations du rayonnement des substances radioactives, VIII, 384.
- REICH (M.). — Température du cratère négatif de l'arc électrique, VII, 532.
- REICHE (F.). — Lois de la compression du rayonnement d'une enceinte, VIII, 381.
- REIFF (J.). — Manomètre à compression, VII, 976.
- REIFF (H.-I.). — Étiquettes luminescentes, VIII, 302.
- REICHENHEIM (O.). — Rayons anodiques, VII, 692.
- REICHENHEIM (O.) et GEHRCKE (E.). — Interférences des lames à faces parallèles dans le spectre continu, VII, 789. — Rayons anodiques, VIII, 299, 387. — Rayons d'électricité positive, VIII, 299.
- REICHENHEIM (O.) et KOENISBERGER (J.). — Influence de la température sur la conductibilité électrique, VII, 653.
- REIGER (R.). — Loi de Poiseuille, VII, 247. — Elasticité des solutions de gélatine, VIII, 290.
- REINGANUM (M.). — Energie et chaleur spécifique, VII, 156. — Pile à sélénium, VII, 78. — Rapport entre les conductibilités électrique et calorifique des métaux, VII, 729. — Rayonnement thermique de la vapeur d'iode, VII, 978. — Voltamètre à électrode de sélénium, VIII, 518.
- RENARD (P.). — Virage des aéroplanes, VIII, 68.
- RENARD (Ph.) et GUYE (Ph.-A.). — Tension superficielle, VII, 910.
- RETSCHINSKY (T.) et KUCH (R.). — Absorption sélective dans l'arc au mercure, VII, 79.
- RICHARDS (T.-W.). — Compressibilité des éléments, VIII, 857-859.
- RICHARDS (W.) et WREDE (F.). — Température de transformation du chlorure $MCl_2 + 4H_2O$, VIII, 861.
- RICHARDS (W.) et MATHEWS. — Relations entre la compressibilité et la tension superficielle, VIII, 864.
- RICHARDSON (O.-W.). — Ionisation produite par le platine chaud dans différents gaz, VII, 710. — Effets mécaniques accompagnant l'aimantation, VIII, 699. — Ionisation des corps chauds employée pour la mesure des hautes températures, VIII, 707.
- RICHARZ (F.). — Rapport des deux chaleurs spécifiques pour l'oxygène ozonisé, VII, 324. — Echauffement des électrolytes, VIII, 392.
- RICHET (C.) et BRÉGUET (L. et J.). — Gyroplane, VII, 566.
- RIEBESSEL (D.). — Générateurs de courant continu, VIII, 372.
- RIECKE (E.). — Décharge dans les tubes de Geissler, VIII, 382.
- RIEFFET (A.). — Radiographie, VIII, 598.
- RIES (C.). — Interrupteur automatique, VII, 735; VIII, 296.
- RIGHI (A.). — Phénomènes dus aux rencontres entre électrons, ions, atomes et molécules, VII, 589. — Masse électromagnétique de l'électron, VIII, 299. — Déviation électrostatique des rayons cathodiques dans le tube de Braun, VIII, 795. — Déviation des ions engendrant des étincelles, VIII, 796.
- RINGELMANN. — Dynamomètre, VIII, 917.
- RINGER (W.-E.) et JORISSEN (W.-P.). — Actions chimiques des rayons du radium, VII, 321.
- RISPAIL (L.) et CREMIER (V.). — Détermination de l'équivalent mécanique de la chaleur, VIII, 681.
- RITZ (W.). — Origine des spectres en séries, VII, 489. — Phénomène de Zeeman, VIII, 383.
- RIVE (de la). — Voir de la Rive.
- ROBERTS (B.-J.-P.). — Micromanomètre compensé, VII, 719.
- ROBERTSON (J.-K.). — Charges acquises par des conducteurs isolés entourés d'autres conducteurs, VIII, 710.
- ROEMER et THIEL. — Partage d'une base entre deux acides, VIII, 858.
- ROGOVSKY (E.). — Changement du spectre de l'hydrogène sous l'influence de fortes décharges, VIII, 834.
- ROHLAND (P.). — Loi de Dulong et Petit, VII, 734.
- ROHLOFF (C.) et SHINJO (S.). — Etats solides et liquides, VII, 983.
- ROHR (M. von). — Vision binoculaire, VII, 700.
- ROLLA (L.). — Reproduction du mirage, VII, 665.

- ROSENSTIEHL (A.). — Cercle chromatique d'Young, VIII, 950.
- ROSIING (B.). — Définition newtonienne de la masse, VII, 739.
- ROTHÉ (E.). — Photographies en couleur, VIII, 596. — Influence de la pression sur l'ionisation, VIII, 680.
- ROUSSY. — Mesure de la surface du corps humain, VII, 486.
- ROUTIN (J.-L.). — Réglage des groupes électrogènes, VIII, 74.
- ROUX (J.). — Mobilité des ions, VII, 894.
- ROY (L.). — Echauffement des conducteurs par le courant électrique, VIII, 476.
- ROZANSKY (D.). — Arc à courant alternatif et étincelle électrique, VII, 738.
- ROZET (C.). — Scintillation, VII, 896.
- RUBENS (H.). — Détermination de l'équivalent mécanique de la calorie, VII, 548. — Dispersion du sel gemme, VIII, 445.
- RUCKES (W.). — Ecoulement de l'air comprimé dans les tubes capillaires, VIII, 391.
- RUDENBERG (R.). — Télégraphie sans fil, VIII, 380.
- RUDENBERGER (R.). — Production de courants alternatifs de fréquence quelconque, VIII, 296.
- RUDGE (W.-A.). — Action du radium sur la gélatine, VII, 717.
- RUMELIN (G.). — Emanation du radium, VIII, 300.
- RUNGE (C.). — Décomposition des lignes spectrales dans le champ magnétique, VIII, 514.
- RUSS (S.) et MAKOVER (W.). — Effet des hautes températures sur l'émanation du radium, VIII, 158.
- RUSS (S.) et TROUTON (T.). — Loi de la reconstitution de la charge résiduelle, VII, 564.
- RUSSELL (A.). — Champ magnétique et coefficients d'induction, VII, 559.
- RUSSEL (J.). — Action des vibrations sur l'aimantation, VII, 304, 810.
- RUSSNER (J.). — Energie lumineuse et calorifique des lampes à incandescence, VII, 975.
- RYBKIN (P.). — Réseau radiotélégraphique, VII, 737.
- SACKAR (O.). — Loi de Kopp, VII, 977.
- SAGNAC (G.). — Projections d'ions, VII, 617.
- SAHULKA (J.). — Corps pulvérulents, VIII, 389.
- SALLES (E.). — Diffusion des ions gazeux, VIII, 613.
- SALLES (E.) et MAYER (A.). — Colloïdes inorganiques, VIII, 61.
- SALMON (E.). — Aimants longs, VIII, 579.
- SANFORD (F.). — Réalité physique des lignes de force, VIII, 700.
- SARASIN (E.) et TOMMASINA (Th.). — Effet des écrans métalliques sur le rayonnement secondaire, de radioactivité induite, VII, 493. — Dédoublement de la courbe de désactivation, VIII, 74.
- SCARPA (O.). — Action du courant alternatif sur les lampes à incandescence, VIII, 794. — Théorie des solutions, VIII, 794.
- SCHAEFFER (C.). — Action des cylindres diélectriques sur les ondes électriques, VII, 399.
- SCHAEFFER (C.) et LAUGWITZ. — Théorie des réseaux de Lamb, VII, 970.
- SCHAEFFER (C.) et LAUGWITZ (M.). — Réseaux de Hertz, 962.
- SCHAEFFER (C.) et LUMMER (O.). — Principe d'Archimède, VII, 544.
- SCHAEFFER (H.). — Sels des terres rares, VII, 732.
- SCHAFFERS (V.). — Nombre des électrons dans les métaux, VII, 573.
- SCHALL (C.). — Viscosité du thymol, VII, 660.
- SCHENCK (R.). — Conductibilité électrique des alliages, VIII, 515.
- SCHILD (K.). — Propriétés magnétiques du fer électrolytique, VIII, 381.
- SCHIDLÖF (A.). — Théorie des ions, VIII, 524.
- SCHMIDT (A.). — Radioactivité de l'eau du Taunus, VIII, 510.
- SCHMIDT (H.-W.). — Electromètres à feuilles, VII, 537. — Réflexion et absorption des rayons β , VII, 964. — Passage des rayons β de l'actinium à travers la matière, VIII, 299. — Mesures de la radioactivité à Saint-Joachimsthal, VIII, 505.
- SCHMIDT (K.-E.-F.). — Etude du bolomètre, VII, 659; VIII, 292. — Télégraphie sans fil, VII, 661; VIII, 293-303-312. — Oscillations électriques, VIII, 293.
- SCHOEFFER (G.) MAYER (M.) et TER-

- ROINE (E.). — Grandeur des granules colloïdaux, VII, 578.
- SCHÖNROCK (O.). — Relation entre la largeur des raies spectrales et la pression, VII, 69.
- SCHOTT (G.-A.). — Rayonnement des groupes d'électrons, VIII, 132. — Mouvement et électrons, VIII, 371, 386. — Radioactivité du radium, VIII, 501. — Théorie des ions, VIII, 524.
- SCHOUTE (C.). — Phénomène de Thomson dans le mercure, VII, 316.
- SCHRETER (K.). — Machine d'Atwood, VIII, 297.
- SCHROTT (F.v.). — Influence de la chaleur et de la lumière sur le sélénium allotropique, VIII, 506.
- SCHULZ (H.). — Milieux isotropes et anisotropes, VIII, 447.
- SCHULZE (A.). — Phénomènes de diffraction, VIII, 856.
- SCHULZE (F.-A.). — Sifflet de Galton, VIII, 137.
- SCHULZE (G.). — Electrodes de tantale, VII, 405. — Soupape électrolytique, VIII, 121, 385.
- SCHUSTER (A.). — Ondes sismiques, VII, 973. — Effet Doppler, VIII, 145. — Variation diurne du magnétisme terrestre, VIII, 776.
- SCHWALBE (G.). — Chaleur dégagée quand on mouille d'eau les corps pulvérulents, VII, 588.
- SCHWARZ (A.). — Four électrique, VII, 660.
- SCHWEIDLER (E. von). — Anomalies des diélectriques, VIII, 133.
- SCHWEIDLER (von) et MEYER (S.). — Constante de temps du polonium, VIII, 238.
- SCOBLE (W.-S.) et BLYTHSWOOD (Lord). — Photographies de certaines raies de l'arc, VII, 162.
- SCOTT (G.-A.). — Théorie des ions, VIII, 517.
- SEARLE (H.-C.). — Vibrations des verges, VII, 797. — Forcé nécessaire pour arrêter une sphère électrisée en mouvement, VIII, 213, 301.
- SEDDIG (M.). — Vibrations d'une colonne d'air, VII, 983.
- SEHNAL (J.). — Solubilité du sulfate de plomb, VIII, 952.
- SÉMAT (L.). — Téléautocopiste, VIII, 948.
- SERVISS (S.-B.). — Température à l'intérieur des métaux, VII, 479.
- SHEARD (C.). — Action de la capacité et de la densité du courant sur les spectres, VIII, 708.
- SHEDD (J.) et BIRCHBY (J.). — Pendule réversible, VIII, 53.
- SHEPPARD (S.-E.) et MEES (C.-E.-K.). — L'image latente et sa destruction, VII, 719.
- SIDNEY ELSTON (T.). — Spectres de fluorescence et d'absorption de l'anthracène et du phénanthrène, VIII, 148.
- SIEG (L.-P.). — Formule générale pour la dispersion, VIII, 705.
- SIHNO (S.) et ROHLOFF (C.). — Etats solides et liquides, VII, 983.
- SILBERSTEIN (L.). — Equations électromagnétiques, VIII, 136.
- SIMON (T.). — Théorie de l'arc chantant, VII, 644.
- SINGRUN et AUDIFFREN. — Frigorifère Audiffren, VII, 583.
- SIRK (H.). — Calcul des dimensions moléculaires, VIII, 389. — Combinaison lente de Cl et H par la chaleur, VIII, 865.
- SIZES (G.) et MASSOL (G.). — Multiplicité des sons émis par les diapasons, VII, 577. — Harmoniques d'un corps vibrant, VII, 890. — Harmoniques graves, VIII, 950.
- SKINNER (A.) et TOOL (A.-Q.). — Lames minces de métaux magnétiques, VIII, 698.
- SLATOWRAVSKI (N.) et CHMYROW (D.). — Diffusion de la lumière polarisée par les surfaces dépolies, VII, 652.
- SMIRNOFF (N.). — Appareil pour la détermination de l'équivalent mécanique de la chaleur, VII, 738. — Détermination du point central, VII, 739.
- SMITH (A.). — Chaleur d'évaporation de l'eau, VIII, 52.
- SMITH (F.-E.). — Etalon normal au cadmium, VIII, 774.
- SMITH (F.-E.), AYRTON (W.-E.) et MATHER (T.). — Electro-dynamomètre, VIII, 771.
- SMITH et BROWNLEE. — Soufre amorphe, VIII, 859.
- SMITH et CARSON. — Soufre amorphe, VIII, 859.
- SMITH (F.-E.) et LOWRY (T.-M.). — Voltamètre à argent, VIII, 775.
- SMITH (F.-E.) et MATHER (T.). — Volta-

- mètre à argent, VIII, 775. — Piles étalons, VIII, 787.
- SMITH (R.-H.) et ZELNY (Y.). — Tension de vapeur de l'anhydride carbonique, VII, 662; VIII, 41.
- SMITH (S.-W.-J.). — Fer météorique, VIII, 456.
- SMOLUCHOWSKY (M.). — Opalescence des gaz, VIII, 320-374.
- SOBDDY (F.). — Production de vides élevés, VII, 719.
- SOBDDY (F.) et MAKENSIE (Th.-D.). — Relation entre l'uranium et le radium, VIII, 503. — Décharge électrique dans les gaz monoatomiques, VIII, 777.
- SOLA (J.-C.). — Microsismes de longue durée, VIII, 690.
- SOMMERFELDT (E.). — Type de cristal bi-axe, VII, 541. — Impédance des bobines, VIII, 432. — Résistances des bobines pour les courants alternatifs, VIII, 300.
- SOMMERFELDT (E.) et HOPPEL (H.). — Angle des axes optiques et cristaux, VIII, 293.
- SORBAU (R.). — Poids utile des aéroplanes, VIII, 597.
- SOUTHERNS (L.). — Influence de la température sur la gravité, VII, 718.
- SPENCE (B.-J.). — Solutions colloïdales, VIII, 703.
- SPRING (W.). — Densité du soufre. — Densité des corps en poudre, VII, 915.
- STARK (J.). — Effet Doppler, VII, 967, VIII, 508-521, VIII, 445. — Fluorescence, VII, 979. — Rayons-canaux, VIII, 147-304. — Quantité élémentaire d'énergie, VIII, 302. — Absorption et fluorescence dans le spectre de bandes et fluorescence du benzène, VIII, 509.
- STARK (J.) et GIESEL (F.). — Spectres de l'azote et de l'hélium sous l'influence des rayons α , VIII, 291.
- STARK (J.) et MEYER (R.). — Fluorescence des dérivés du benzène, VII, 979.
- STARKE (E.). — Expérience montrant les différences de phases, VIII, 523.
- STEBBINS (J.) et BROWN (F.-C.). — Résistance des éléments au sélénium, VIII, 699.
- STEFANINI (A.) et BATELLI (A.). — Relation entre la pression osmotique et la tension superficielle, VII, 142-948.
- STEIN (J.). — Dispersion apparente de la lumière dans l'espace interstellaire, VIII, 600.
- STEINMETZ (C.) et OGURA (A.). — Inductance d'un conducteur rectiligne, VIII, 52.
- STEPHENSON (A.). — Vibrations forcées produites par des perturbations de fréquences différentes, VII, 800.
- STETTENHEIMER (A.). — Effet Zeeman, VIII, 127.
- STEWART (G.-W.). — Grande résistance, VIII, 700.
- STORMER (C.). — Trajectoire d'un corpuscule électrisé, VII, 899.
- STRASSER (B.). — Expérience de Fizeau, sur le déplacement de l'azimut de polarisation d'un rayon réfracté, VII, 794.
- STRASSER (B.) et WIEN (M.). — Effet Doppler des rayons canal, VII, 727.
- STRENGERS et COHEN. — Métaux du platine explosifs, VIII, 868.
- STRONG (V.-W.). — Ionisation en vase clos, VIII, 704.
- STRUTT (R.-J.). — Distribution du radium dans la croûte terrestre, VII, 708. — Origine des gaz dégagés par les sources minérales, VIII, 208. — Hélium et thorium dans les minéraux, VIII, 773-793.
- STRUYCKEN (H.-J.). — Vibration et décrétement d'un diapason, VII, 788.
- STUDLEY (C.). — Susceptibilité de mélanges liquides, VIII, 41.
- SUDRY (L.). — Fonds de l'étang de Thau, VIII, 938.
- SUMPNER (W.-E.). — Mesure de courants alternatifs, VIII, 785.
- SUTHERLAND (W.). — Ionisation des solutions, VIII, 498.
- SWINTON (A.-A.-C.). — Occlusion du gaz résiduel par les parois des tubes à vide, VIII, 157. — Rayons-canaux, VIII, 207.
- SWINTON (A.-A.-C.) et PARSONS (C.-A.). — Conversion du diamant en coke par les rayons cathodiques, VIII, 784.
- SWYNGEDAuw. — Auto-excitation des dynamos, VIII, 602.
- SZAVASSI (A.). — Induction unipolaire, VII, 400.
- SZILARD (B.). — Radioactivité du molybdate d'uranyle, VII, 566. — Radioplomb, VII, 893. — Sels colloïdaux, VII, 917.

- SZIVESSY (G.)**. — Résistance des fils métalliques provoquée par l'oxygène occlus, VII, 970.
- TANGL (K.)**. — Pouvoir inducteur de l'air, VII, 962.
- TANZLER (P.)**. — Propriétés magnétiques de l'air, de l'argon α , VIII, 142.
- TAUDIN-CHABOT (J.-J.)**. — Marmaromètre, VIII, 302.
- TAYLOR (A.)**. — Mesure de la résistance et de la polarisation des électrolytes au moyen du courant alternatif, VIII, 47. — Galvanomètre à courant alternatif, VIII, 50.
- TAYLOR (A.-H.) et WILLIAMS (E.-H.)**. — Boîtes de résistance, VIII, 701.
- TAYLOR (T.-S.)**. — Ralentissement des rayons α par les feuilles métalliques, VIII, 346.
- TEISSERENC DE BORT (L.)**. — Distribution de la température dans l'atmosphère, VII, 486, 932. — Présence des gaz rares dans l'atmosphère à diverses hauteurs, VIII, 601.
- TERRADA (T.)**. — Vibrations de la caisse de résonance, VII, 656. — Son produit par une goutte de liquide, VII, 726. — Oscillation d'un flotteur, VII, 734.
- TERRADA (T.) et HONDA (K.)**. — Changements des constantes élastiques des substances ferro-magnétiques par l'aimantation, VII, 549.
- TERESCHIN (S.) et GEORGIEWSKY (A.)**. — Electrification du corps humain, VIII, 291.
- TERRONNE (E.), MAYER (M.) et SCHOEFFER (G.)**. — Grandeur des granules colloïdaux, VII, 578.
- THIEL et ROEMER**. — Partage d'une base entre deux acides, VIII, 858.
- TRIESEN (M.)**. — Résonnateur fermé, VIII, 127. — Vitesse du son, VIII, 441.
- THOMMASINA (Th.) et SARASIN (E.)**. — Effet des écrans métalliques sur le rayonnement secondaire de radioactivité induite, VII, 495. — Dédoublement de la courbe de désactivation, VIII, 74.
- THOMSON J.-J.**. — Origine électrique de la radiation des corps chauds, VIII, 501.
- THORPE (T.-E.)**. — Poids atomique du radium, VIII, 785.
- THOULET (J.)**. — Salure de l'eau de mer, VII, 892. — Composition du lit de l'Océan, VIII, 74-690. — Dissolution des poussières d'origine cosmique dans les eaux de l'Océan, VIII, 928.
- THOUVENY (L.)**. — Principe du vol plané, VIII, 692. — Vol ramé, VIII, 958.
- THOVERT**. — Dispositif spectrophotométrique, VII, 901. — Spectrophotomètres, VIII, 834, 933. — Photographie des couleurs, VIII, 917.
- THREFFALL (R.)**. — Essai du sélénium, VIII, 159.
- THROWRIDGE (C.-C.)**. — Photomètre, VIII, 703. — Propriétés optiques du colloïdion et du celluloid, VIII, 709.
- TROWING (C.-B.)**. — Emission du cuivre et du fer fondus, VIII, 697.
- TIKHOFF (G.-A.)**. — Dispersion de la lumière dans l'espace céleste, VII, 395. 600. — Absorption sélective et diffusion de la lumière dans les espaces interstellaires, VIII, 924.
- TISSOT (C.)**. — Détecteur électrolytique, VII, 37. — Détecteurs basés sur les phénomènes thermoélectriques, VIII, 595. — Détecteur pour la télégraphie de la téléphonie sans fil, VIII, 956.
- TISSOT (C.) et PELLIN (F.)**. — Correction de l'astigmatisme des prismes biréfringents, VII, 296. — Réception des signaux horaires radiotélégraphiques, VIII, 117.
- TOEPLER (M.)**. — Etincelles glissantes sur des lames de mica, VII, 969; VIII, 305. — Aigrettes glissantes sur des liquides, VIII, 383.
- TOLVER-PRESTON (S.)**. — Astronomie physique, VII, 808.
- TOOL (A.-Q.) et SKINNER (C.-A.)**. — Lames minces de métaux magnétiques, VIII, 698.
- TOSI et BELLINI**. — Télégraphie sans fil, VIII, 66.
- TOUPLAIN et BORDAS (F.)**. — Analyse des gaz de l'atmosphère, VIII, 614.
- TOWNSEND (J.-S.)**. — Charges des ions positifs et négatifs dans les gaz, VIII, 782.
- TRAUBENBERG (R. von) et MONASCH (B.)**. — Mesure d'amortissement, VIII, 306.
- TRAVERS (M.-W.)**. — Absorption et occlusion, VII, 704. — Absorption de l'eau par le coton, VIII, 202. — Adsorption et occlusion, VIII, 860.
- TRAVERS (M.-W.) et USHER (F.-L.)**

- Manière dont se comportent certaines substances à leur température critique, VII, 713.
- TRIVELLI (A.-P.-H.) et EYKMAN (P.-H.). — Action de la lumière sur les plaques photographiques, VII, 69.
- TROLLE (B.). — Calcul des couleurs observées sur une lame perpendiculaire à l'axe d'apophyllite, VII, 724.
- TROUTON (F.-B.). — Condensation de la vapeur d'eau sur les surfaces de verre, VIII, 206.
- TROUTON (F.-T.) et RANKINE (A.-O.). — Résistance électrique de la matière en mouvement, VIII, 789.
- TROUTON (T.) et RUSS (S.). — Loi de la reconstitution de la charge résiduelle, VII, 564.
- TROWBRIDGE (J.). — Phosphorescence produite par les rayons-canaux, VIII, 308. — Tubes pour rayons X, VIII, 308. — Etoiles filantes, VIII, 451.
- TROYMAN (F.). — Spectrophotomètre Hüfner, VII, 560.
- TUFTS (F.). — Spectrophotométrie de l'œil, VIII, 56.
- TURNBULL (W.). — Aéroplanes, VIII, 45.
- TURNER (T.) et LEVY (D.-M.). — Recuit du cuivre, VIII, 771.
- TURPAIN (A.). — Télégraphie sans fil, VIII, 614, 916.
- TSAKALOTOS (D.-E.). — Hydrates des acides gras, VIII, 73. — Théorie des bases organiques, VIII, 951.
- ULJANIN (W. von). — Interrupteur à trou, VIII, 297.
- ULLER (K.). — Résistance de déplacement des corps solides dans les gaz, VII, 88. — Transmetteur orienté de Marconi, VIII, 513.
- UPSON (W.-L.). — Arc électrique, VII, 801.
- URBAIN (B.) et JANTSCH (G.). — Magnétisme des terres rares, VIII, 689.
- URBAIN (G.). — Recherches sur les terres rares, VII, 225. — Méta-éléments phosphorescents de Sir W. Crookes, VII, 586. — Spectre du dysprosium, VIII, 65. — Lois de l'optimum des phosphorescences cathodiques, VIII, 693.
- USHER (F.-L.) et TRAVERS (M.-W.). — Manière dont se comportent certaines substances à leur température critique, VII, 713.
- VAILLANT (C.). — Radiographie, VIII, 64.
- VAILLANT (P.). — Vitesse d'évaporation, VII, 903; VIII, 61. — Evaporation des solutions aqueuses, VIII, 942.
- VAN DE SANDE BAKHUYSEN (H.-G.). — Réfraction astronomique, VIII, 235.
- VARILLA (Ph.-B.). — Lois des pentes de l'eau, VIII, 944.
- VEAZEY et JONES. — Conductibilité et frottement interne des solutions, VIII, 867.
- VELEY. — Réactions entre les acides et les méthylorange, VIII, 864.
- VERNEUIL. — Imitation du saphir, VIII, 685.
- VERSCHAFFELT (J.-E.). — Possibilité de prédire les propriétés des mélanges, VIII, 216.
- VERY (F.-W.). — Température de la lune, VII, 167.
- VILLARD (P.). — Passage de l'électricité dans les gaz, VII, 325. — Les rayons cathodiques et l'aurore boréale, VII, 429. — Génératrice destinée à la télégraphie sans fil, VII, 493. — Phénomènes pseudo-photographiques, VII, 506. — Cause probable des aurores polaires, VIII, 618.
- VIOLLE (I.). — Engins grêlifuges, VII, 899. — Orage à grêle, VIII, 605.
- VOEGE (W.). — Nouvelle jauge à vide, VII, 650. — Energie lumineuse et calorifique des lampes à incandescence, VII, 979.
- VOIGT (W.). — Electro-optique, VII, 732. — Phénomène de Zeeman, VIII, 123. — Constantes d'élasticité de l'aragonite, VIII, 125.
- VOIGT (W.) et KINOSHITA (S.). — Susceptibilité magnétique, VIII, 129.
- VOISIN (G.). — Aéroplane, VIII, 688.
- VONWILLER (O.-V.) et MASON (W.-H.). — Capacité inductive du sélénium très pur, VIII, 159.
- VORLANDER (D.). — Nouvelles substances fluides cristallisées, VII, 730. — Cristaux liquides, VIII, 858.
- VREELAND (F.-K.). — Oscillateur électrique à ondes sinusoïdales, VIII, 709.
- WAALS (J.-D. van der). — Surface ψ pour des mélanges binaires, VII, 307; VIII, 215. — Forme de l'isotherme empirique dans la condensation d'un mélange binaire, VII, 308. — Longueur d'onde des rayons Röntgen, VII, 412.

- WAALS (Junior) (J.-D. van der). — Valeur de la self-induction dans la théorie des électrons, VIII, 226. — Longueur d'onde des rayons Röntgen, VIII, 227.
- WACKER (F.). — Gravitation et électromagnétisme, VII, 548.
- WAETZMANN (E.). — Sons de combinaison, VII, 796. — Théorie de la résonance de Helmholtz, VII, 980. — Sons dans l'arc chantant, VII, 981.
- WAGGONER (C.-W.). — Phosphorescence de courte durée, VIII, 708.
- WADNER (C.) et BURGESS (G.). — Echelle pour les températures élevées, VIII, 48. — Température de fusion du platine, VIII, 926.
- WALDEN. — Pouvoir dissolvant et constante diélectrique, VIII, 867.
- WALFRID EKMAN (V.). — Résonance par le rayonnement, VIII, 124, 131.
- WALKER (J.). — Constantes d'affinité des électrolytes amphotères, VII, 708. — Vitesses de saponification, VII, 709.
- WALLACE (R.-J.). — Filtres de radiations pour la photographie astronomique, VII, 165. — Recherches sensitométriques, VIII, 453.
- WALLERANT (F.). — Liquides cristallisés biaxes, VIII, 949.
- WALTER (B.) et POHL (R.). — Diffraction des rayons de Röntgen, VIII, 383.
- WARBURG (E.), LEITHAUSER et JOHANSEN (E.). — Bolomètre dans le vide, VIII, 120.
- WARBURG (E.) et LEITHAUSER (G.). — Action de l'effluve sur l'air atmosphérique, VII, 404.
- WARTENBERG. — Calcul des équilibres entre carbures d'hydrogène, VIII, 862.
- WATSON (J.-A.) et ARMSTRONG (H.-E.). — Hydrolyse de l'acétate de méthyle, VIII, 214.
- WATTEVILLE (C. de) et GRAMONT (A. de). — Spectre ultra-violet du silicium, VIII, 601.
- WATTEVILLE (C. de) et HEMSALECH (G.-A.). — Spectres de flamme par voie électrique, VII, 583. — Etude spectroscopique de flammes, VIII, 58. — Spectre de flamme du calcium, VIII, 600.
- WEBB (H.-W.). — Oscillateurs et récepteurs hertiens, VIII, 712.
- WEBB (H.-W.) et PEGRAM (G.-B.). — Cha-
- leur développée dans l'oxyde de thorium par sa radioactivité, VIII, 704.
- WEBER (C.-L.). — Relation entre la température de fusion et la dilatation des métaux, VII, 324.
- WEDEKIND (E.). — Combinaisons magnétiques d'éléments non magnétiques, VII, 731.
- WEIGERT (F.). — Actions chimiques de la lumière, VIII, 79.
- WEINBERG (B.). — Frottement interne de la glace, VII, 247. — Cristaux liquides, VII, 733. — Cristallisation de l'eau surfondue, VIII, 38-836.
- WEISS (P.). — Intensité d'aimantation à saturation du fer et du nickel, VII, 581. — Chaleur spécifique et champ moléculaire, VII, 587.
- WEISS (P.) et COTTON (A.). — Rapport $\frac{e}{m}$, VIII, 686.
- WEISS (P.) et BECK (P.-N.). — Chaleur spécifique et champ moléculaire des substances ferro-magnétiques, VII, 249.
- WEISS (P.), COTTON (A.) et MOUTON (H.). — Phénomène de Majorana, VII, 491.
- WEISS (P.) et PLANER (V.). — Hystérèse dans les champs tournants, VII, 5.
- WELLS (R.-T.). — Induction dans des cylindres métalliques, VIII, 700.
- WENTWORTH (H.) et GOODWIN (H.). — Ionisation des sels fondus, VIII, 42.
- WERNER (A.). — Etablissement et amortissement de bandes de phosphorescence isolées, VII, 794.
- WERTHEIM-SALOMONSON (A.). — Mesure des courants alternatifs faibles, VII, 648. — Nouveau galvanomètre, VIII, 513.
- WESSENDONK (K.). — Distance explosive, VIII, 521.
- WESSENDONK (R. von). — Entropie, VII, 977. — Théorie de Boltzmann sur les chocs, VII, 977. — Consonance de deux sons simples, 984.
- WHITE (W.-P.). — Constance des éléments thermoélectriques, VII, 980. — Potentiomètre pour mesures thermoélectriques, VIII, 54.
- WHYMPER (R.). — Hydrolyse du sucre, VIII, 214.
- WICK (F.). — Pouvoir absorbant et fluorescence de la résorufine, VIII, 46-297. — Pouvoir thermoélectrique du couple

- cuivre-silicium, VIII, 55. — Propriétés électriques du silicium, VIII, 705-708.
- WIEBE (H.-F.). — Relation entre la température de fusion et la dilatation des métaux, VII, 324.
- WIEGNER et HANTZSCH (A.). — Vitesses d'absorption entre les solides et les gaz, VIII, 864.
- WIEN (M.). — Longueur d'impulsion des rayons de Röntgen, VII, 77. — Entropie des lignes spectrales, VII, 958. — Désaccord des systèmes couplés, VIII, 370. — Amortissement des oscillations, VIII, 382.
- WIEN (M.) et STRASSER (B.). — Effet Doppler des rayons canal, VII, 727.
- WIEN (M.) et ZENNECK (J.). — Photographies spectrales, VII, 972.
- WIGAND (A.). — Loi de Dulong et Petit, VII, 981; VIII, 132.
- WILD (A.) et PELET-JOLIVET (L.). — Matières colorantes en solution, VIII, 682.
- WILIP (J.) et GALITZINE (Prince). — Principe de Doppler, VIII, 450.
- WILLIAMS (E.-H.) et TAYLOR (A.-H.). — Boîtes de résistance, VIII, 701.
- WILLIAMS (S.-R.). — Dispersion anormale, VIII, 701.
- WILLIAMS (S.-R.) et NICHOLS (E.-F.). — Galvanomètre cuirassé, VIII, 708.
- WILLOWS (R.-S.). — Résistance électrique des alliages, VIII, 512.
- WILLS (A.-P.). — Analogie des champs hydrodynamiques et magnétiques, VIII, 698.
- WILSON (C.-T.-R.). — Mesure du gradient de potentiel électrique de l'atmosphère, VIII, 792.
- WILSON (E.). — Effets de la self-induction sur un cylindre de fer, VII, 705, VIII, 786. — Décharge négative du platine chaud, VIII, 787.
- WILSON (H.-A.) et MARTYN (G.-H.). — Vitesse de rotation de la décharge électrique dans un champ magnétique, VIII, 208.
- WILSON (H.-A.) et MYERS (C.-S.). — Perception de la direction du son, VIII, 784.
- WILSON (E.), WINSON (V.-H.) et O'DELL (G.-F.). — Influence du magnétisme sur les alliages de fer, VIII, 792.
- WINCHESTER (G.) et MILLIKAND (R.-H.). — Sensibilité photoélectrique des métaux, VIII, 500.
- WINCHESTER (G.). — Décharge des métaux éclairés par la lumière ultraviolette, VIII, 51.
- WIND (C.-H.). — Origine des rayons Röntgen, VIII, 228.
- WINKELMANN (A.). — Diffusion de l'hydrogène à travers le fer, VII, 920.
- WINSON (V.-H.), WILSON (E.) et O'DELL (G.-F.). — Effets du magnétisme sur les alliages de fer, VIII, 792.
- WINTER (W.). — Antenne reliée à un pôle du secondaire d'un transformateur de Tesla, VIII, 301.
- WITZ (A.). — Etude dynamique des moteurs, VIII, 602.
- WOGAN (M. von). — Diffusion des métaux dans le mercure, VII, 411.
- WOLD (P.-I.). — Etalons au cadmium, VIII, 710.
- WOLOGDINE. — Propriétés magnétiques de quelques composés du fer, VIII, 936.
- WOLOGDINE (P.) et LE CHATELIER (H.). — Densité du graphite, VII, 891.
- WOLTERECK (H.-C.). — Température de dissociation de AzH_3 et CO, VIII, 607.
- WOMMELSDORF (H.). — Machines à influence, VII, 962-963; VIII, 129.
- WOOD (R.-W.). — Fluorescence de la vapeur de sodium, VII, 536, VIII, 704. — Rotation magnétique de la vapeur de sodium, VII, 802. — Maxima secondaires des spectres des réseaux, VII, 811. — Rayonnement du bec Auer, VIII, 47. — Lois de la répartition des raies, VIII, 292. — Modification d'une bande d'absorption par la présence d'un gaz étranger, VIII, 449.
- WOOD (R.-W.) et CARTER (T.-S.). — Spectres de fluorescence de la vapeur de potassium, VIII, 706.
- WÖRMANN (A.). — Chaleur de neutralisation, VII, 588.
- WOUDSTRA. — Argent colloïdal, VIII, 867.
- WREDE (F.) et RICHARDS (W.). — Température de transformation du $MCl_2 + 4H_2O$, VIII, 861.
- WRIGHT et LENNAN (Mc). — Susceptibilité des solutions de mélanges de sels, VIII, 45.
- WRIGHT (F.-E.). — Télémètre, VIII, 317.

- WULF (E.). — Electromètre pour charges statiques, VIII, 516-526.
- WUNDT (W.). — Température du Soleil, VII, 643.
- YOUNG (F.-B.). — Champ à la pointe d'une aiguille électrisée, VII, 564.
- YOUNG (S.). — Tension de vapeur d'un liquide pur à température constante, VII, 230. — Opalescence dans les fluides près de la température critique, VII, 714. — Densités des vapeurs saturantes, VIII, 5.
- ZAVRIEFF (D.). — Dissociation de CO^3Ca , VII, 565.
- ZAWIDZKI (I. von) et CENTNERSZWER. — Mélange et séparation rétrograde, VII, 919.
- ZEBRIKOFF et GUYE (C.-E.). — Arc à courant continu entre électrodes métalliques, VII, 486; VIII, 298.
- ZEMAN (P.). — Décomposition magnétique des raies spectrales, VIII, 233.
- ZELENY (A.). — Mesure du coefficient de self-induction, VIII, 44. — Couples thermo-électrique, VIII, 706.
- ZELENY (A.) et ANDREWS (A.-P.). — Capacité des condensateurs en papier, VIII, 705.
- ZELENY (J.). — Décharge par les pointes, VIII, 54, 696-702.
- ZELENY (J.) et ZELENY (A.). — Température d'un mélange d'anhydride carbonique avec l'éther et l'alcool, VII, 726.
- ZELENY (J.) et SMITH (R.). — Tension de vapeur de CO^2 aux basses températures, VII, 662; VIII, 41.
- ZEMPLEN (G.). — Tension superficielle des dissolutions aqueuses, VII, 246. — Frottement interne des gaz, VII, 246. — Galvanomètre à corde pour l'étude des courants alternatifs, VIII, 524.
- ZENNECK (J.). — Télégraphie sans fil, VII, 968.
- ZERNOV (W.). — Mesures absolues de l'intensité du son, VIII, 444.
- ZIMMERN (A.) et HEMSALECH (G.-A.). — Etincelle de résonateur, VIII, 936.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DES TOMES VII ET VIII DE LA 4^e SÉRIE.

Généralités. — Métrologie. — Mécanique et Pesanteur.

UNITÉS. — *Lavaux*. Unités mécaniques, VIII, 849.

LONGUEURS. — *Guillet*. Mesure électrique de petites longueurs, VII, 900.

MASSÉS. DENSITÉS. — *Benoît*. Volume du kilogramme d'eau, VII, 586. — Le concept de la masse dans l'enseignement de la physique, VII, 703. — *Le Chatelier et Wologdine*. Densité du graphite, VII, 891. — *Spring*. Densité et état allotropique de quelques variétés de soufre, VII, 915. — *Goodwin et Mailey*. Densité des sels fondus, VIII, 57, 695. — *Lorenz, Frei et Jabs*. Densité des sels fondus et de leurs mélanges, VIII, 864.

ANGLES. — *Gonessiat et Fayet*. Méthode de Løvy pour les cercles divisés, VII, 486.

TEMPS. — *Bouquet de la Grye*. Détermination de l'heure par la télégraphie sans fil, VII, 906.

PRESSIONS. — *Pérot*. Application de la loi de Poiseuille à la mesure de pressions élevées, VII, 581. — *Roberts*. Micromanomètre compensé, VII, 719. — *Reiff*. Manomètre à compression, VII, 976.

MÉCANIQUE GÉNÉRALE. — *Einstein*. Principe de relativité, VII, 401, 412. — *Farkas*. *Id.* VII, 977. — *Lummer et Schaefer*. Principe de d'Alembert, VII, 544. — *Smirnoff*. Détermination du point central, VII, 739. — *Lorentz*. Théorie des roues à palette, VII, 976. — *Mises*. *Id.*, VII, 980.

PESANTEUR. GRAVITATION. — *Féry*. Entretien électrique des pendules, VII, 520. — *Wacker*. Gravitation et électromagnétisme, VII, 548. — *Southern*. Influence de la température sur la gravité, VII, 718. — *Rosing*. Définition newtonnienne de la masse, VII, 739. — *Shedd et Birchby*. Etude théorique du pendule réversible, VII, 53. — *Duhem*. Loi de la chute des graves, VIII, 64. — *Schreter*. Détermination de *g*, VIII, 297. — *Pockels*. Variation du poids des sabliers pendant la chute des grains de sable, VIII, 307. — *Bumstead*. Problème de dynamique et de gravitation, VIII, 318. — *Keller*. Réaction de l'éther sur la matière comme cause de la gravitation universelle, VIII, 634. — *Wills*. Variante de l'hypothèse de Bjerknæs, VIII, 698. — *Barus*. Coïncidences pendulaires déterminées par des renforcements d'ombres, VIII, 699.

HYDROSTATIQUE. — *Korteweg*. Etats d'équilibre des corps flottants, VII, 315. — *Crémieu*. Diminution du roulis, VII, 895. — *Loffler*. Particules en suspension et poussée hydrostatique, VII, 960.

HYDRODYNAMIQUE. — *Boussinesq*. Ecoulement en déversoir, VII, 481, 903. — *Kahn*. Appareil de cours pour l'hydrodynamique, VII, 532. — *Tereda*. Oscillations d'un flotteur, VII, 734. — *Ladenburg*. Mouvement d'une sphère dans un liquide visqueux, VII, 960. — *Sakulka*. Solides pulvérulents vis-à-vis des liquides et des gaz en mouvement, VIII, 389. — *Bernard*. Formation de centres de giration à l'arrière d'un obstacle en mouvement, VIII, 683. — *Varilla*. Loi des pentes de l'eau dans un canal, VIII, 944.

AÉRODYNAMIQUE. — *Uller*. Résistance au déplacement des solides dans les gaz et les liquides, VII, 88. — *Mathias*. Physique des courants d'air, VIII, 463. — *Jouquet*. Résistance de l'air, VII, 567. — *Prandtl*. Ecoulement des gaz et des vapeurs, VII, 972. — *Becker*. Frottement interne et densité de la flamme du bec Bunsen, VIII, 139; Résistance de l'air, VIII, 140. — *Mallock*. Projectile dans l'air, VIII, 205, 213. — *Rückes*. Ecoulement de l'air comprimé par des tubes capillaires, VIII, 391. — *Prytz*. Corps poreux faisant conduite de gaz, VIII, 528. — *Brillouin*. Résistance des fluides, VIII, 684. — *Grindley et Gibson*. Résistance de frottement dans l'écoulement de l'air à travers un tube, VIII, 778. — *Rateau*. Recherches aérodynamiques, VIII, 958. — *Etévé*. Coefficient de résistance de l'air, VIII, 934.

AÉROSTATS, AÉROPLANES. — *Bréguet et Richet*. Gyroplane, VII, 567. — *Bréguet*. Rendement des hélices de propulsion dans l'air, VII, 892. — *Farman*. Essai méthodique d'un aéroplane cellulaire, VII, 892. — *Turnbull*. Formes et stabilité des aéroplanes, VIII, 45. — *Girardville*. Théorie de l'aéroplane, VIII, 58. — *Bouttiaux*. Ballons dirigeables, VIII, 58. — *Amans*. Planement des oiseaux, VIII, 60. — *Deprez*. Id., VIII, 60. — *Renard*. Virage des aéroplanes, VIII, 68. — *Bertin*. Stabilité transversale pendant la giration, VIII, 393. — *Soreau*. Poids utile des aéroplanes, VIII, 595. — *Esclangou*. Vol plané sans force motrice, VIII, 607. — *Voisin*. Aéroplane, VIII, 688. — *Thouveny*. Principe du vol à voile, VIII, 692. — *Radiot*. Modèle spécial de ballon, VIII, 693. — *Berget*. Formule de vitesse applicable à la propulsion dans l'air, VIII, 918. — *Lecornu*. Statique graphique de l'aéroplane, VIII, 930. — *Arnoux*. Hélices aériennes, VIII, 930. — *Drzewiecki*. Equations fondamentales pour l'étude des aéroplanes, VIII, 934. — *Caron*. Surface portante, VIII, 946. — *Thouveny*. Vol ramé, VIII, 958.

TECHNIQUE DE LABORATOIRE. — *Abraham*. Synchronoscope à réflexions multiples, VII, 488. — *Denayrouze*. Emploi des hydrocarbures lourds pour l'éclairage, VII, 581. — *Woegle*. Nouvelle jauge à vide, VII, 650. — *A. Henry*. Production de vide à l'aide de la chaux, VIII, 33. — *Negreanu*. Méthode stroboscopique, VIII, 236. — *Reiff*. Etiquettes lumineuses, VIII, 302. — *Guillet*. Autobalistique répétiteur, VIII, 596. — *Carman*. Volumétre différentiel, VIII, 701. — *Chattawan*. Dépôt de cuivre sur le verre, VIII, 777. — *Ringelmann*. Dynamomètre pour essais de moteurs à grande vitesse angulaire, VIII, 917. — *Heit*. Compas enregistreur, VIII, 951.

Physique moléculaire.

ACTIONS MOLÉCULAIRES. — *Langevin*. Mouvement brownien, VII, 901. — *Perrin*. Agitation moléculaire et mouvement brownien, VIII, 67, 609. — *V. Henri*, Mou-

vement brownien, VIII, 71, 599. — *Duclaux*. Id., VIII, 599. — *Chaudesaigues*. Mouvement brownien et formule d'Einstein, VIII, 687. — *Amagat*. Pression intérieure des fluides et loi de l'attraction intermoléculaire, VIII, 617.

PROPRIÉTÉS DES SOLIDES. — *Weinberg*. Frottement interne de la glace, VII, 247. — *Kohlof* et *Hnjo*. Etats solide et liquide de la gélatine, VII, 983. — *Kurth*. Durété, VII, 983. — *Weinberg*. Cristallisation de l'eau surfondue, VIII, 38, VIII, 856. — *Marc*. Dans les solutions aqueuses, VIII, 863. — *Heyl*. Coefficient de frottement de la matière traversée par un courant, VIII, 56. — *Charron*. Frottement entre solides, VIII, 69. — *Beilby*. Etat trempé et doux des métaux ductiles, VIII, 210. — *Parsons*. Le carbone aux températures et pressions élevées, VIII, 212. — *Orlow*. Bulle de poix noire, VIII, 293. — *Lohnstein*. Adhérence des solides, VIII, 386. — *Joffé*. Viscosité élastique du quartz cristallisé, VIII, 392. — *Marcelin*. Cristallisation spontanée, VIII, 934.

ELASTICITÉ. — *Gruneisen*. Modules d'élasticité, VII, 78. — Constantes élastiques des métaux, VIII, 386. — *Benton*. Force et élasticité d'un fil d'araignée, VII, 479. — *Kyrillof*. Module d'Young, VII, 737. — *Korn*. Théorie de l'élasticité, VII, 905. — *Bearce*. Module d'élasticité au voisinage de la limite d'élasticité, VIII, 43. — *Pellet*. Magnétisme et torsion, VIII, 110. — *Voigt*. Constantes d'élasticité de l'aragonite, VIII, 125. — *Rieger*. Élasticité des solutions de gélatine, VIII, 290. — *Meyer*. Calcul de la courbure des tiges dont la substance ne suit pas la loi de Hooke, VIII, 302. — *Korn*. Problème des efforts dans la théorie de l'élasticité, VIII, 693. — *Dinnik*. Limite d'élasticité, VIII, 856.

ACIERS. — *Guillet*. Aciers au tantale, VII, 492. — *Hancock*. Aciers au nickel soumis à des surtensions, VII, 565. — *Mallock*. Essai d'aciers, VII, 720.

CRISTAUX LIQUIDES. — *Quincke*. Transition entre l'état liquide et l'état solide, VII, 706. — *Vorlander*. Nouvelles substances fluides cristallisées, VII, 730. — Figures de polarisation des cristaux liquides, VIII, 858. — *Weinberg*. Possibilité théorique de l'existence de cristaux liquides, VII, 733. — *Lehmann*. Cristaux liquides, VII, 972, 713; Historique, VIII, 387. — *Fuchs*. Id., VII, 985. — *Bose*. Emulsions et relations avec les liquides cristallins, VIII, 520. — *Gaubert*. Cristaux liquides des éthers-sels de l'éryostérine, VIII, 608; Forme dominante des cristaux et des solutions solides, VIII, 613. — *Wallerant*. Liquides cristallisés biaxes, VIII, 949.

CAPILLARITÉ. — *Gerrit Bakker*. Couche capillaire et théorie de l'ébullition, VII, 203; Couches minces et petites gouttes de liquide, VIII, 81; Mécanique de la couche capillaire, VIII, 123, 127. — Tension superficielle des taches noires et épaisseur des lames liquides, VIII, 866. — *Fuchs*. Id., VII, 967. — *Lohnstein*. Formation des gouttes, VII, 242. — *Kohlrash*. Détermination de la tension superficielle, VII, 245. — *Feustel*. Constantes capillaires, VII, 245. — *Kucera*. Remarque, VII, 246. — *Forch*. Tension superficielle des liquides organiques, VII, 246. — *Zemplen*. Id. des dissolutions aqueuses, VII, 246. — *Lippmann*. Phénomène analogue à la caléfaction, VII, 490. — *Milner*. Concentration à la surface et formation des lames liquides, VII, 552. — *Grunnach*. Air et oxygène liquides, VII, 727. — *Raman*. Détermination de la tension superficielle par la méthode de la courbure, VII, 813. — *Renard* et *Guye*. Mesures de tensions superficielles à l'air libre, VII, 910. — *Antonow*. Tension superficielle de solutions dans la zone critique, VII, 913; à la limite de deux couches, VII, 914. — *Guye*. Unité de tension superficielle, VII, 916. — *Dauzère*. Solidification cellulaire, VII, 930. — *Bakker*. Couche capillaire courbe, VII, 960. — *Miculescu*. Mesure du diamètre des tubes

capillaires, VIII, 236. — *Pedersen*. Tension superficielle des liquides, VIII, 772. — *Bose*. Tensions partielles des mélanges binaires, VIII, 520; propriétés des émulsions, VII, 981; VIII, 520. — *Richards* et *Mathews*. Compressibilité, tension superficielle et autres propriétés, VIII, 864.

VISCOSITÉ DES FLUIDES. — *Glaser*. Validité de la loi de Poiseuille, VII, 74. — *Reiger*. Id. VII, 247. — *Getman*. Viscosité des systèmes à deux composants liquides, VII, 230; de quelques solutions salines, VII, 913. — *Zemplen*. Frottement interne du gaz, VII, 246. — *Schall*. Viscosité des dissolutions de thymol en surfusion, VII, 660. — *Haffner*. Frottement interne des solutions alcooliques, VII, 666. — *Tsakalatos*. Viscosité des hydrates des acides gras, VIII, 73. — *Sutherland*. Viscosité des solutions, VIII, 498. — *Brillouin*. Résistance des fluides, VIII, 685. — *Goodwin* et *Mailey*. Sels fondus, VIII, 57, 695. — *Gurney*. Viscosité de l'eau pour de très faibles déplacements, VIII, 696; rigidité superficielle de l'eau, VIII, 696. — *Fawcitt*. Viscosité aux températures élevées, VIII, 784. — *Tsakalatos*. Théorie des bases organiques d'après la viscosité de leurs solutions, VIII, 951. — *Fisher*. Viscosité des gaz, VIII, 47. — *Pedersen*. Frottement interne de certains éthers gazeux isomères, VIII, 53. — V. aussi les §§ *hydrodynamique* et *aérodynamique*.

DIFFUSION. — *Von Wogan*. Diffusion des métaux dans le mercure, VII, 411. — *Phail Smith*. Remarque, VIII, 375. — *Nahl*. Diffusion des gaz, VII, 543. — *Mache*. Diffusion de l'air dans l'eau, VII, 547. — *Burzburg*. Diffusion des gaz considérée comme opération irréversible, VII, 801. — *Winkelmann*. Diffusion de l'hydrogène naissant à travers le fer, VII, 920. — *Prytz*. Corps poreux faisant conduite de gaz, VIII, 528. — *Nell*. Diffusion des solutions aqueuses dans la gélatine, VIII, 528. — *Haskell*. Diffusion des sels en solution dans l'eau, VIII, 706.

OSMOSE. — *Flusin*. Osmose et tension superficielle, VII, 291. — *Battelli* et *Stefanini*. Id., VII, 948. — *Flusin*. Réponse, VII, 949. — *Lypmann*. Thermo-osmose des gaz, VII, 483. — *Aubert*. Thermo-osmose, VIII, 947.

Chaleur et Thermodynamique. — Physico-chimie.

THERMOMÉTRIE. — *Kamerlingh Onnes* et *Clay*. Mesure de basses températures, VII, 312. — *Harker*. Echelle de températures de Kew, VII, 712. — *Waidner* et *Burgess*. Echelle de températures élevées, VIII, 48. — *Mendenhall* et *Jengersoll*. Emploi de la lampe Nernst pour la mesure des hautes températures, VIII, 49. — *Kamerlingh Onnes* et *Braak* et *Clay*. Mesure de très basses températures, VIII, 219. — *Kamerlingh Onnes* et *Braak*. Ecarts à la loi de Boyle et échelle du thermomètre à gaz, VIII, 219. — *Day* et *Clément*. Mesures au thermomètre à gaz, VIII, 316. — *Zéleny*. Lecture des températures par les couples thermo-électriques, VIII, 706. — *Bauer*. Température de la flamme oxyhydrique, VIII, 960.

APPAREILLAGE. — *Chabrie*. Obtention de températures élevées, VII, 490. — *Audiffren* et *Singrun*. Frigorifère, VII, 583. — *J.* et *A. Zéleny*. Température de l'anhydride carbonique et de ses mélanges avec l'éther ou l'alcool, VII, 726.

DILATATION DES SOLIDES. — *Henning*. Dilatation des solides aux températures très basses, VII, 74. — *Panajeff*. Température de fusion et dilatation des métaux, VII, 324. — *Weber*. Remarque, VII, 324. — *Wiebe*. Id. VII, 324. — *Minchin*. Dilatation du quartz fondu, VIII, 40. — *Dorsey*. Coefficient de dilatation aux basses températures, VIII, 51, 704. — *Kamerlingh Onnes* et *Clay*. Dilatation du platine aux basses températures, VIII, 224. — *Turner* et *Lévy*. Recuit du cuivre et dilatation, VIII, 771.

DENSITÉ DES GAZ ET DES VAPEURS. — *Guye*. Recherches modernes sur la densité des gaz, VII, 911. — *Young*. Densité des vapeurs saturantes, VIII. — *Becker*. Densité de la flamme, VIII, 139. — *Dewar* et *Jones*. Application des basses températures à la mesure des densités de vapeur, VIII, 783. — *Leduc*. Volumes moléculaires densité, VIII, 931. — *Ter Gazarian*. Densité du gaz hydrogène phosphoré, VIII, 952.

CHANGEMENT D'ÉTAT. FUSION. — *Hendenhall* et *Jengersolt*. Points de fusion du radium et de l'iridium, VIII, 49. — *Weinberg*. Cristallisation de l'eau surfondue, VIII, 712. — *Richard* et *Wrede*. Température de transformation du chlorure de manganèse, VIII, 861. — *Féry* et *Cheneveau*. Température de fusion du platine, VIII, 926. — *Waidner* et *Burgess*. Id., VIII, 926. *Pelabon*. — Fusibilité des mélanges d'or et de tellure, VIII, 943.

ÉBULLITION. TENSION DE VAPEUR. — *Henning*. Pression de la vapeur d'eau saturée, VII, 74. — *Gerrit Bakker*. Ébullition et couche capillaire, VII, 203. — *Sydney Young*. Tension de vapeur d'un liquide pur, VII, 230. — *Mathies*. Tension de vapeur du soufre, VII, 643. — *Niederschulte*. Tension de vapeur des corps solides, VII, 413. — *Gebhardt*. Tension de vapeur du mercure et du sodium, VII, 415. — *Jaumann*. Vitesse de vaporisation de l'eau surchauffée, VII, 543. — *Dalton*. Constante de saturation, VII, 561. — *Lehmann*. Tension de vapeur et tension de dissolution, VII, 643. — *J. Zeleny* et *Smihl*. Tension de vapeur de l'acide carbonique, VII, 662; VIII, 41. — *Vaillant*. Vitesse d'évaporation et état hygrométrique, VII, 903. Évaporation de l'eau et des solutions sulfuriques, VIII, 61. — *Moos*. Tensions de vapeur, VIII, 57, 702. — *Meinière*. Dosage de la vapeur de mercure dans l'air, VIII, 59. — *Franklin*. Température d'ébullition de l'ammoniaque liquide, VIII, 126. — *Bose*. Formule d'interpolation pour les tensions de vapeur, VIII, 307. — *Meslin*. Tension maximum et densité de vapeurs de liquides saturés. VIII, 752. — *Callendar*. Pression de vapeur des solutions concentrées, VIII, 790. — *Johnson*. Tension de vapeur du sel ammoniac, VIII, 864.

HYGROMÉTRIE. — *Ponchon*. Hygroscope électrique, VIII, 60.

LIQUÉFACTION DES GAZ. — *Olzewski*. Point critique de l'hydrogène, VII, 248. — *Id.* Essai de liquéfaction de l'hélium, VII, 248. — *Claude*. Accidents de la manipulation de l'oxygène comprimé, VII, 493. Extraction des gaz rares de l'atmosphère, VIII, 612; Condensation et séparation des éléments de l'air, VIII, 843; composition de l'air, VIII, 953. — *Berry*. Vides élevés obtenus par la méthode d'évaporation, VII, 719. — *Grunmach*. Tension superficielle de O et Az liquides, VII, 727. — *Kamerlingh Onnes*. Cascade pour l'obtention de températures jusqu'à -239° , VIII, 223; Condensation de l'hélium par la détente, VIII, 225; hélium liquide, VIII, 607. — *Bordas* et *Touplain*. Analyse des gaz de l'air non liquéfiables dans l'air liquide, VIII, 611.

ÉTAT CRITIQUE. — *Reinganum*. Énergie et chaleur spécifique au voisinage de la température critique, VII, 156. — *Kamerlingh Onnes*. Répétition des expériences de Heen et Teichner sur l'état critique, VII, 314. — *S. Young*. Opalescence des fluides à la température critique, VII, 714. — *Travers* et *Usher*. Corps à la température critique, VII, 713. — *Happel*. Loi des courbes limites, VII, 978. — *Kamerlingh Onnes* et *Keesom*. Équation d'état au voisinage du point critique, VIII, 221. — *Smochulowski*. Théorie cinétique de l'opalescence, VIII, 320. — *Bradley*, *Browne* et *Hale*. Effet d'une vibration sur l'acide carbonique au voisinage de la température critique, VIII, 702; liquides au-dessus de leur température critique, VIII, 706. — *Centuerszwer*. Température critique des solutions, VIII, 862.

DILATATION ET COMPRESSIBILITÉ DES FLUIDES. — *Kuenen*. Calcul des constantes *a* et *b* de l'équation de Van der Waals à partir des constantes critiques, VII, 156. — *Byk*. Equations caractéristiques dans leurs relations avec la thermodynamique, VII, 157. — *Batschinsky*. Equations caractéristiques, VII, 157. — *Briner*. Compressibilité des mélanges de gaz, VII, 232. — *Fuchs*. Formule de Van der Waals, VII, 412. — *Berthelot*. Compressibilité des gaz, VII, 491. — *Perman et Davies*. Effet des changements de température et de pression sur un gaz aisément condensable (AzH^3), VII, 705. — *Laemmel*. Signification de l'équation $PV = RT$, VII, 962. — *Adler*. Id., VII, 971. — *Jager*. Equation caractéristique, VIII, 132. — *Kamerlingh Onnes*. Coefficient de pression de l'hélium, VIII, 219. — *Rebenstorff*. Réduction des masses gazeuses aux conditions normales, VIII, 293. — *Fonténé*. Forme générale des lignes d'égale pression de l'eau, VIII, 275. — *Leduc*. Compressibilité du gaz entre 0 et 3 atmosphères à toute température, VIII, 927; Volumes moléculaires, densité, poids atomiques, VIII, 931; Coefficient de dilatation des gaz, VIII, 945; Equation caractéristique, VIII, 959; Pression interne, VIII, 951. — *Mathias*. Diamètre de l'acétylène, VIII, 943.

CALORIMÉTRIE. — *Hartmann*. Méthode d'Assinam pour la détermination du rapport des deux chaleurs spécifiques des gaz, VII, 323. — *Guinchant*. Calorimètre à haute température, VII, 492. — *Duclaux*. Méthode calorimétrique appliquée à l'étude des réactions lentes, VII, 747. — *Hopkinson*. Calorimètre enregistreur pour explosions, VIII, 157.

Laemmel. Chaleurs spécifiques des corps simples, VII, 87. — *Wigand*. Loi de Dulong et Petit, VII, 981; VIII, 132. — *Rohland*. Id., VII, 734. — *Lougounine et Kablukoff*. Chaleurs d'addition du brome, VII, 224; Effets thermiques lors des dissolutions dans le CCl_4 , VII, 911. — *Holborn et Henning*. Chaleur spécifique de la vapeur d'eau surchauffée, VII, 23. — *Richarz*. Rapport des deux chaleurs spécifiques pour un mélange de deux gaz, VII, 324. — *Kolovic*. Id. VIII, 854. — *Forch et Nordmeyer*. — Chaleur spécifique de Cr, S, Si, etc., entre -188° et la température ordinaire, VII, 324. — *Guinchant*. Calorimètre et cryoscopie rapportée à l'iodure mercurique, VII, 483. — *Dalton*. Variation des chaleurs spécifiques avec la température et la densité, VII, 561; chaleur spécifique des vapeurs saturées, VII, 562. — *Wormann*. Chaleur de neutralisation des acides et des bases fortes, VII, 588. — *Schwabb*. Chaleur dégagée quand on mouille des corps pulvérulents, VII, 588. — *Diéterici*. Chaleur spécifique de l'eau, VII, 668. — *Behn*. Rapport de la calorie moyenne à la calorie à 15° , VII, 742. — *Battelli*. Chaleur spécifique des liquides qui deviennent solides à température très basse, VII, 881. — *Holborn et Henning*. — Chaleur spécifique de l'azote, de l'acide carbonique et de la vapeur d'eau jusqu'à 1400° , VII, 967. — *Hort*. Chaleur de transformation du fer, VII, 973. — *Bernini*. Chaleur spécifique du lithium et du calcium, VII, 977. — *Bailey*. Chaleur latente de recalescence dans le fer et l'acier, VIII, 43. — *Smith*. Chaleur d'évaporation de l'eau, VIII, 52, 697. — *Dorlung*. Rapport des deux chaleurs spécifiques de l'éther, VIII, 374. — *Magie*. Chaleur spécifique des solutions, VIII, 512. — *Latschenko*. Chaleur d'échauffement de la barytine, de la whitérite et de la chaux fondue, VIII, 598. — *Bishop*. Chaleur de dilution des solutions salines, VIII, 696. — *Boynnton*. Chaleur spécifique des gaz, VIII, 712. — *Merenin*. Chaleur spécifique des alliages de Sb, VIII, 856. — *Von Laar*. Dégagement de chaleur dans les mélanges d'alcool et d'eau, VIII, 860. — *Kohn-Abrest et Carvallo*. Phénomènes thermiques dans l'action de l'eau sur la poudre, VIII, 928.

THERMODYNAMIQUE. — *Adler*. Enoncé du premier principe de la thermodynamique dans le cas des gaz, VII, 75. — *Laue*. Thermodynamique des phénomènes d'interférence, VII, 85. — *Rubens*. Equivalent mécanique de la calorie, VII, 548. —

Mathias. Détente adiabatique des fluides saturés, VII, 618, VIII, 888. — *Amagat*. Extension du théorème de Clausius, VII, 669. — *Lummer*. Température d'inversion de l'air, VII, 734. — *Smyrnof*. Appareil pour la détermination de l'équivalent mécanique de la chaleur, VII, 738. — *Dieterici*. Isothermes de l'énergie de l'eau aux températures élevées, VII, 742. — *Burbury*. Travail qui peut être gagné dans le mélange des gaz, VII, 809. — *Lippmann*. Analogie entre la température absolue et le potentiel électrique, VII, 970. — *Lummer*. Température d'inversion de l'air, VII, 973. — *Juttner*. Hypothèse thermodynamique de Nernst et loi de Kopp VII, 976. — *Sackur*. Remarque, VII, 977. — *Wesendonk*. Entropie de corps dont les différentes parties ne sont pas en équilibre relatif, VII, 977. — *Auric*. Entropie, VIII, 63. — *Bown et Heltinger*. Evolution et théorie de la chaleur, VIII, 291. — *Kohl*. Entropie dans la transformation de l'énergie chimique en énergie électrique, VIII, 372. — *Crémiéu et Raspail*. Equivalent mécanique de la chaleur, VIII, 681. — *Bauer*. Température potentielle et entropie, VIII, 697. — *Lewis*. Système de thermodynamique chimique, VIII, 858.

Hopkinson. Mesures des températures des moteurs à gaz, VII, 551. — *Hort*. Economie de combustibles dans nos machines thermiques, VII, 973. — *Witz*. Etude dynamique des moteurs, VIII, 602. — *Callendar et Dalby*. Mesure des températures dans le cylindre des moteurs à gaz, VIII, 774. — *Bradshaw*. Inflammation des mélanges gazeux par compression, VIII, 862, 867. — *Dixon et Bradshaw*. Explosion du gaz tonnant, VIII, 862.

MÉCANIQUE MOLÉCULAIRE. — *Bose*. Généralisation d'une formule de la théorie cinétique des gaz, VII, 153. — *Wesendonk*. Théorie de Boltzmann sur les chocs, VII, 977. — *Ehrenfest*. Objections à la théorie de Boltzmann, VII, 980. — *Smochulowski*. Théorie cinétique de l'opalescence des gaz dans l'état critique, VIII, 320, 374. — *Dieterici*. Chaleur de vaporisation interne, VIII, 381. — *Sirk*. Calcul des dimensions moléculaires, VIII, 389. — *Amagat*. Lois de l'attraction intermoléculaire, VII, 617.

Physico-chimie.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Urbain*. Terres rares, VII, 225. — *Jungfleisch*. Oxydation directe du phosphore, VII, 492. — *Fischer et Braehmer*. Ozonisation de l'oxygène et oxydation de l'azote à haute température, VII, 546. — *Meunier*. Analyse des mélanges d'air et de gaz ou de vapeurs combustibles, VII, 569. — *Gréhan*. Dosage du méthane, VII, 569. — *Bordas*. Synthèse des pierres précieuses, VII, 572. Formation de certains aluminides, VII, 890. Faibles quantités d'hélium dans les minéraux, VII, 905. — *Berthelot*. Id., VII, 572. — *Urbain*. Lutécium, VII, 574 ; nature de quelques éléments et métaéléments phosphorescents, VII, 586. — *Coates*. Constituants les plus légers de l'air, VII, 721. — *Moureu et Biquard*. Gaz rares des eaux thermales, VII, 899. — *Ramsay*. Dégénération des éléments, VII, 919.

Lacroix. Espèce minérale du Congo, VIII, 57. — *Ménière*. Dosage de la vapeur de mercure dans l'air, VIII, 59. — *Frion*. Entraînement des corps solubles par certains précipités, VIII, 65. — *Dewar et Jones*. Fer carbonyle, VIII, 153. — *Threlfall*. Préparation et essai du sélénium, VIII, 159. — *Armstrong, Eyre, Hussey et Paddison*. Déplacement des chlorures de leur solution par l'alcool et HCl, VIII, 213. — *Paris*. Alumine fondue à l'état amorphe et saphir oriental, VIII, 685. — *Verneuil*. Id., 685. — *Abney*. Action de l'ozone sur les pigments des couleurs à l'eau, VIII, 780. — *Crookes*. Scandium, VIII, 791 ; creusets d'iridium, VIII, 792. — *Ramsay*. Pourcentage des gaz inactifs de l'atmosphère, VIII, 794. — *Veley*. Réactions entre les acides et le méthorange, VIII, 864. — *Cohen et Olie*. Etude

physico-chimique sur l'antimoine amorphe, VIII, 866; bismuth amorphe, VIII, 866.

POIDS ATOMIQUES ET POIDS MOLÉCULAIRES. — *Van der Broek*. Les particules α et la classification périodique des corps simples, VII, 401. — *Hinrichs*. Poids atomique du chlore, VII, 482; détermination des poids atomiques, VII, 573, 961; de la substance pondérale simple, VIII; 681 du potassium, VIII, 930. — *Dubreuil*. Poids atomique du Cl, VIII, 613. — *D. Berthelot*. Poids atomique de l'azote, VII, 483. — *Ph.-A. Guye*. *Id.*, VII, 483. — *D. Berthelot*. Échelle des poids moléculaires des gaz, VII, 489. — *Delaunay*. Relations entre les poids atomiques des corps simples, VII, 584. — *Bosler*. Nombre de corpuscules dans l'atome, VII, 906. — *Forsch*. Volume moléculaire de la naphthaline dissoute, VII, 920. — *Guye* et *Bron*. Arc alternatif et poids atomique des métaux électrodes, VIII, 597. — *Guye* et *Pintsa*. Composition volumétrique du gaz ammoniac et poids atomique de l'azote, VIII, 685. — *Thorpe*. Poids atomique du radium, VIII, 785. — *Richarz*. Compressibilité et classification des éléments, VIII, 857, 859. — *Ter Garzarian*. Poids atomique du phosphore, VIII, 952.

ÉQUILIBRE CHIMIQUE. — VITESSES DE TRANSFORMATION. — *Dutoit* et *Gagnaux*. Cinétique de transformation, VII, 226. — *Briner*. Equilibres chimiques, VII, 226. — *Zavrieff*. Dissociation du carbonate de chaux, VII, 565. — *Ouriot* et *Meunier*. Action d'un conducteur électrique incandescent sur les gaz qui l'entourent, VII, 582. — *Walker*. Vitesses de saponification, VII, 709. — *Noble*. Recherches sur les explosifs. VII, 712. — *Caldwell*. Influence des sels et des non-électrolytes sur l'action sucrolastique des acides VII, 716. — *Whympfer*. Action sucrolastique de l'acide nitrique. VIII, 214. — *Colson*. Transformation des dissolutions de phosphore blanc en phosphore rouge, VII, 891. — *Dautriche*. Action des sels alcalins à base fixe sur la combustion du gaz et des poussières, VII, 901. — *Meunier*. Combustion sans flamme, VII, 902, VIII, 924. — *Lunden*. Coefficient d'affinité et hydrolyse de cétones isonitrosées, VII, 910. — *Manville*. Combinaison de l'oxygène et du carbone amorphe, VII, 911. — *Demierre* et *Duboux*. Réaction du sulfocyanure de Ba et de l'acide bromacétique en milieu acétonique, VII, 912. — *Kononoff*. Action catalytique des acides, VII, 916. — *Wiegert*. Actions chimiques de la lumière, VIII, 79. — *Falk*. Température d'inflammation des mélanges gazeux, VIII, 129. — *Mache*. Physique de la flamme, VIII, 130. — *Dixon* et *Bradshaw*. Explosion du gaz électrolytique pur, VIII, 203. — *Bradshaw*. Inflammation des mélanges gazeux par compression, VIII, 204. — *Perman*. Réaction chimique à l'état solide, VIII, 205. — *Perman* et *Greaves*. Décomposition de l'ozone par la chaleur, VIII, 785. — *Armstrong* et *Watson*. Hydrolyse de l'acétate de méthyle, VIII, 214. — *Quinet*. Formation de composés dans les solutions d'acide tartrique et de molybdates, VIII, 278. — *Raveau*. Loi du déplacement de l'équilibre, VIII, 572, 936. — *Woltreck*. Température de dissociation de l' AzH_3 et de CO_2 , VIII, 607. — *Malfitano* et *Michel*. Hydrolyse du perchlorure de fer, VIII, 682. — *Thiel* et *Rarner*. Partage d'une base entre deux acides, VIII, 858. — *Smith*. Soufre amorphe et iode, VIII, 859. — *Smith* et *Brownlee*. Soufre amorphe et soufre précipité, VIII, 859. — *Wartemberg*. Equilibres entre carbures d'hydrogène, VIII, 862. — *Bodenstein* et *Wolgast*. Vitesse de réaction des gaz en mouvement rapide, VIII, 863. — *Bodenstein* et *Dunant*. Dissociation de l'oxychlorure de carbone, VIII, 863. — *Bodenstein*. Acide iodhydrique à la lumière, VIII, 863. — *Obeqg*. Dissociation en système hétérogène, VIII, 864. — *Luther* et *Plotniow*. Catalyse photochimique, VIII, 865. — *Srok*. Combinaison lente de Cl et H par la chaleur, VIII, 865. — *Cohen* et *Strengers*. Platine explosif, VIII, 868. — *Gernez*. Lenteur de transformation de certains corps dimorphes, VIII, 940.

THERMODYNAMIQUE DES MÉLANGES. — *Von Laar*. Courbes synodales et courbes de plissement, VII, 306. — *Kamerlingh Onnes*. Surface ψ de Van der Waals, VII, 306, 309; Isothermes des gaz monoatomiques et de leurs mélanges binaires, VIII, 218. — *Id.* et *Braak*. *Id.*, VIII, 217. — *Id.* et *Keesom*. Phase gazeuse tombant dans la phase liquide dans le cas des mélanges binaires, VII, 306. Surface ψ de Van der Waals. Miscibilité limite de deux gaz, VIII, 216. — *Id.* et *Jolles*. Mélanges d'éthane et de protoxyde d'azote, VII, 309. — *Id.* et *Braak*. Isothermes des gaz diatomiques et leurs mélanges binaires, VII, 310. — *Keesom*. Conditions pour que la phase gazeuse puisse descendre, puis monter dans le liquide, VII, 306; Propriétés des mélanges d'hélium et d'hydrogène, VIII, 224. — *J.-D. Van der Waals*. Surface ψ pour les mélanges binaires, VII, 307; la forme de l'isotherme empirique dans la condensation d'un mélange binaire, VII, 308; théorie des mélanges binaires, VIII, 215. — *Burbury*. Travail dans le mélange des gaz, VII, 809. — *Konovaloff*. Action mutuelle des corps en dissolution d'après les tensions de vapeur, VII, 907. — *Zawidzki* et *Centnerszwer*. Mélange et séparation rétrogrades, VII, 919. — *Bose*. Thermodynamique des formations de mélanges hétérogènes, VII, 974; VIII, 307. — Pressions partielles et pression totale dans un mélange binaire, VII, 981. — *Muller*. Règle des phases, VIII, 62. — *Miers* et *Isaac*. Cristallisation spontanée des mélanges binaires, VIII, 206. — *Kohnstamm*. Équilibre dans les systèmes binaires, VIII, 216. — *Verschaffelt*. Possibilité de prédire les propriétés des mélanges, VIII, 216. — *Baud* et *Gay*. Système eau-cammoniaque liquide, VIII, 951.

DISSOLUTION. — *Cheneveau*. Valence de la molécule saline dissoute, VII, 488. — *Flekenstein*. Solutions de sels dans les mélanges d'eau et d'alcool, VII, 665. — *Gaillard*. Dissolution des corps solides, VIII, 182. — *Armstrong* et *Cadwell*. Discrimination des hydrates en solution, VIII, 214. — *Cuno*. Dissolution dans les mélanges d'alcool et d'eau, VIII, 377. — *Pelet-Jolivet* et *Wild*. Etat des matières colorantes en solution, VIII, 682. — *Pelet-Jolivet* et *Andersen*. *Id.*, VIII, 682. — *Hantzsch*. Etat des corps dissous dans l'acide sulfurique pur, VIII, 861. — *Centnerszwer*. Température critique des solutions, VIII, 862. — *Gernez*. Cristallisation de l'union de deux solutions, VIII, 931. — *Vaillant*. Evaporation des solutions aqueuses, VIII, 942. — *Schnal*. Solubilité du sulfate de plomb, VIII, 952.

ABSORPTION. — *Baerwald*. Fixation des gaz par les charbons de bois aux basses températures, VII, 86. — *Travers*. Absorption et occlusion, VII, 704; absorption de l'eau par le coton et la laine, VIII, 1202; Adsorption et occlusion, VIII, 860. — *Freundlich*. *Rem.*, VIII, 860. — *Heald*. Absorption d'H par les pellicules métalliques, VIII, 45, 295. — *Baker*. *Id.*, VIII, 56. — *Swinton*. Occlusion de gaz résiduel par les parois de verre, VIII, 157. — *Trouton*. Condensation de vapeur d'eau à la surface du verre, VIII, 207. — *Hantzsch* et *Wiegner*. Vitesse d'absorption entre les solides et les gaz, VIII, 864.

COLLOÏDES. — *Cotton* et *Mouton*. Etude ultramicroscopique du transport électrique, VII, 230. — *Duclaux*. Fonction diastatique des colloïdes, VII, 575. Recherches sur les substances colloïdales, VII, 908; Pression osmotique et mouvement brownien, VIII, 599; Extension aux colloïdes de la notion de solubilité, VIII, 925; Cryoscopie, VIII, 935. — *Mayer*, *Schæffer* et *Terroine*. Influence de la réaction du milieu sur la grandeur des granules colloïdaux, VII, 578. — *Fouard*. Propriétés colloïdales de l'amidon, VII, 896; VIII, 68, 683. — *Maquenne*. *Id.*, VII, 896. — *Larguier des Bancels*. Modifications physiques de la gélatine en présence des électrolytes et des non-électrolytes, VII, 896; Influence des ferro et des ferricyanures sur la coagulation du sang, VIII, 602. — *Szillard*. Hydrates col-

loïdaux de sels rares, VII, 917. *Mayer et Salles*. Transport électrique des colloïdaux inorganiques, VIII, 61. — *Mie*. Optique des dissolutions colloïdales, VIII, 378. — *V. Henri*. Mouvement brownien, VIII, 71, 599. — *Michel*. Colloïdes hydroxyl-chloroferriques, VIII, 687. — *Wondstra*. Action de quelques électrolytes sur les solutions d'argent colloïdal, VIII, 867. — *Rebière*. Composition chimique de l'argent colloïdal électrique, VIII, 926. — *Fouard*. Amidon, VIII, 934. — *Malfitano*. Propriétés physico-chimiques des micelles, VIII, 941. — Voir aussi les mémoires sur le *mouvement brownien* aux « actions moléculaires ».

THERMODYNAMIQUE DES DISSOLUTIONS. — *Batelli et Stefanini*. Pression osmotique et tension superficielle, VII, 142. — *Guinchant*. Calorimétrie et cryoscopie rapportée à l'iodure mercurique, VII, 483. — *De Berkley et Hartley*. Pression osmotique de quelques solutions aqueuses concentrées, VII, 706. — *Armstrong*. Origine des effets osmotiques, VII, 715 ; processus opératoire des solutions, VIII, 213. — *Dubroca*. Solubilité réciproque de l'essence de térébenthine et du sulfate neutre de méthyle, VII, 917. — *De Berkeley*. — Application de l'équation de van der Waals aux solutions, VIII, 156. — *Porter*. Pression osmotique des solutions compressibles, VIII, 211 ; 790. — *Callendar*. Pression osmotique des solutions concentrées, VIII, 790. — *Scarpa*. Théorie des solutions, VIII, 793.

ALLIAGES. — *Guillet*. Fontes spéciales, VII, 568 ; Fontes au manganèse, VII, 892. — *Portevin*. Equilibre du système Ni, Bi, VII, 582. — *Belloc*. Gaz occlus dans les aciers, VII, 584. — *Charpy*. Solubilité du graphite dans le fer, VII, 584. — *Maurer*. Austénite, VIII, 61. — *Lechatelier*. Id., VIII, 61. — *Mallet*. Action du mercure sur les alliages, VIII, 776.

PROPAGATION DE LA CHALEUR. — *Glage*. Conductibilité calorifique des corps bons conducteurs, VII, 323. — *Serwiss*. Gradient de température à l'intérieur des métaux, VII, 479. — *Königsberger et Disch*. Conductibilité calorifique dans les isolants, VII, 963. — *Königsberger*. Conductibilité calorifique, VIII, 514. — *Pauli*. Variations de la conductibilité calorifique de quelques gaz et vapeurs, VII, 969. — *Lees*. Conductibilité thermique des solides, VIII, 779. — *Chwolson*. Discontinuité des températures à la limite de deux corps, VIII, 853. — *Kolowrat*. Id., VIII, 854.

Acoustique.

MOUVEMENT VIBRATOIRE EN GÉNÉRAL. — *Rayleigh*. Note sur l'acoustique, VII, 557. — *Deguisne et Marbe*. Analogie entre les courants alternatifs et les vibrations sonores, VII, 978. — *Karmann*. Ondes stationnaires dans les courants gazeux, VII, 978. — *Laudet*. Enregistrement photographique des vibrations sonores, VIII, 71. — *Ayrton*. Mouvement non périodique ou résiduel de l'eau se mouvant en ondes stationnaires, VIII, 783. — *Kodys*. Vibrations secondaires, VIII, 855.

PROPAGATION. — *Rayleigh*. Passage du son à travers des fentes étroites, VII, 803. — *Nicholson*. Diffraction du son par des sphéroïdes et des disques, VII, 802. — *Jouquet*. Théorie de la propagation des déflagrations, VIII, 64. — *Crussard et Jouquet*. Propagation des détonations, VIII, 65. — *Dortling*. Vitesse du son dans les liquides, VIII, 374. — *Martini*. Réponse, VIII, 914. — *Thiesen*. Id., dans l'air, VIII, 441.

QUALITÉS DU SON. — *Dvorak*. Mesures absolues de l'intensité du son, VII, 71. — *Zernov*, Id., VIII, 444. — *Chasseriaud*. Représentation géométrique de la

gamme, VII, 387. — *Déguisme*. Battements acoustiques, VII, 403. — *More et Fry*. Différence de phase des ondes sonores, VII, 560. — *Waetzmann*. Théorie des sons de combinaison, VII, 796. — *Hermann. Id.*, VIII, 442. — *Stephenson*. Vibrations forcées, VII, 800. — *Wesendonk*. Consonance des sons simples, VII, 984. — *Schulze*. Fréquence des sons élevés, VIII, 137. — *Debye*. Remarque, VIII, 386. — *Sizes et Massol*. Harmoniques graves, VIII, 950.

INSTRUMENTS. — *Allberg*. Ondes acoustiques dans la décharge des condensateurs, VII, 402, 736. — *Barton et Penzer*. Courbe des vibrations d'une corde et de son chevalet, VII, 559. — *Sizes et Massol*. Multiplicité des sons émis par les diapasons, VII, 577 ; Harmoniques, VII, 890. — *Athanasiadis*. Flamme sonnante et tubes à flammes, VII, 580 ; Flammes sonores renforçant plusieurs sons, VII, 902. — *Edelman*. Résonateurs, VII, 650. — *Marbe*. Fréquence des vibrations des flammes de König, VII, 652. — *Terada*. Vibration de la caisse de résonance, VII, 637 ; Son produit par une goutte, VII, 726. — *Struycken*. Mode de vibration et décrement d'un diapason, VII, 788. — *Herrmann Goldap*. Timbre de quelques instruments d'orchestre, VII, 791. — *Searle*. Effet de l'inertie de rotation sur la vibration des verges, VII, 797. — *Barton*. Vibration transversale des verges, VII, 813. — *Marbe*. Flammes vibrantes, VII, 975. — *Raeser*. Résonance d'un son grave par un son aigu, VII, 976. — *Seddig*. Vibrations d'une colonne d'air, VII, 983. — *Edelmann*. Son fondamental et premier harmonique dans les diapasons, VII, 984. — *Dienert, Guillard et Marrec*. Acoustéle de Daguin, VIII, 73. — *Thiesen*. Théorie du résonateur fermé, VIII, 127. — *Perrer*. Pupitre traducteur pour phonographes, VIII, 949. — *Marage*. Instruments de musique anciens, VIII, 935.

ACOUSTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Marage*. Travail développé par la phonation, VII, 298 ; Energie de la voix, VII, 576 ; Photographie des vibrations de la voix, VII, 906 ; Audition, VIII, 613 ; Tracés d'une même voyelle chantée, VIII, 684. — *Rayleigh*. Perception de la direction du son, VII, 554 ; Sensibilité de l'oreille, VII, 815. — *Waetzmann*. Théorie de la résonance de Helmholtz, VII, 980. — *Devaux-Charbonnel*. Photographie de la parole, VIII, 76. — *Fischer*. Théorie de l'audition, VIII, 440. — *Hill*. Plus petit intervalle de temps perceptible à l'oreille, 4, VIII, 700. — *Mallock*. Sensibilité de l'oreille à la direction des sons explosifs, VIII, 778. — *Myers et Wilson*. Perception de la direction du son, VIII, 784.

Optique.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE. — *Southal*. Théorie géométrique de la formation des images dans les instruments d'optique, VII, 163. — *Lamb*. Théorie des doublets collés, VII, 165. — *Porter*. Nature des images optiques, VIII, 45. — *Gouy*. Nivellements micrométriques, VIII, 74. — *Miculescu*. Mesure du diamètre des tubes capillaires au microscope, VIII, 236. — *Wright*. Télémètre à vis micrométrique, VIII, 317. — *Mallézos*. Lentilles, VIII, 615. — *Frendemberger. Id.*, VIII, 699. — *Estanave*. Plaques à réseaux lignés donnant le relief stéréoscopique, VIII, 925. — *Bergel*. Amplificateur microscopique divergent, VII, 942.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Broca et Polack*. Vision des signaux de nuit dans la marine, VII, 576. — *Amar*. Effet de la lumière sur la vision, VII, 583. — *Rohr*. Vision dans l'espace dans l'observation binoculaire avec les instruments d'optique, VII, 700. — *Lazareff*. Décoloration des pigments sous l'influence de la lumière, VII, 741. — *Estanave*. Relief stéréoscopique, VII, 878. — *Grunsehl*. Obser-

variations d'un objet à travers une fente étroite, VII, 933. — *Nutting*. Action physiologique de diverses radiations, VIII, 44. — *Tufts*. Spectrophotométrie de l'œil normal et daltonien, VIII, 56. — *Chauveau*. Perception du relief dans l'image photogrammétrique, VIII, 57. — *Minkiewicz*. Inductions successives des images colorées après une forte excitation de la rétine, VIII, 921. — *Rosensthiel*. Cercle chromatique suivant l'hypothèse d'Young, VIII, 950. — *Proszynski*. Vision cinématographique sans scintillements, VIII, 934.

OPTIQUE PHYSIQUE. — INTERFÉRENCES. — *Lummer*. Courbes d'interférence d'égale incidence, en lumière polarisée, VII, 67. — *Laue*. Thermodynamique des phénomènes d'interférence, VII, 85. — *Gehrke et Reichenheim*. Interférences des lames à faces parallèles dans le spectre continu, 789. — *Proctor*. Mesures à l'interféromètre, VIII, 44. — *Rothé*. Franges d'interférences produites par les photographies en couleur, VIII, 596. — *Chamberlain*. Interféromètre, VIII, 703. — *Ives*. Photographies en couleur de Lippmann, VIII, 703.

DIFFRACTION. — *Giesing*. Réseaux plans à réflexion, VII, 70. — *Boutaric*. Réseaux de diffraction, VII, 264. — *Barus*. Méthode d'observation des couronnes, VII, 477. — Coloration des couronnes, VIII, 308. — *Ignatowsky*. Diffraction et réflexion déduites des équations de Maxwell, VII, 794 ; VIII, 372. — *Rayleigh*. Spectre de diffraction du professeur Wood, VII, 797 ; Théorie dynamique des réseaux, VIII, 207. — *Wood*. Maxima secondaires des spectres de réseaux, VII, 841. — *Schaeffer et Laugwitz*. Théorie des réseaux de Lamb, VII, 962. — *Schulze*. Diffraction, VIII, 856.

RÉFLEXION. RÉFRACTION. — *Lummer et Kynast*. Appareil producteur de spectres pour les mesures de polarisation et de différence de phase, VII, 72. — *Kynast*. Changements de phase par réflexion, VII, 72. — *Fabry et Buisson*. Variation de la surface optique dans la réflexion, VII, 417. — *Ewell*. Représentation géométrique des phénomènes de réflexion, VII, 481. — *Ray*. Phénomène qui se produit en dehors de l'angle limite, VIII, 119. — *Maclaurin*. Intensité de la lumière réfléchie par des substances transparentes, VIII, 152. Lumière polarisée elliptiquement par réflexion, VIII, 211. — *Coblentz*. La réflexion sélective considérée comme fonction du poids atomique, VIII, 699.

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Tissot et Pellin*. Prismes biréfringents, VII, 296. — *Sommerfeldt*. Type de cristal biaxe, VII, 541. — *Sommerfeldt et Hoppel*. Angle des axes optiques, VIII, 293. — *Joly*. Halos pléochroïques, VII, 553. — *Maclaurin*. Propriétés optiques des lames métalliques minces, VII, 716. — *Trille*. Couleurs sur une lame d'apophyllite, VII, 724. — *Filon*. Dispersion de la double réfraction accidentelle, VIII, 159 ; Double réfraction dans le verre comprimé, VIII, 209. — *Ambrohn*. Pleichroïsme des miroirs métalliques, VIII, 295. — *Schulz*. Réflexion des anneaux doubles de Lummer, VIII, 447. — *Havelock*. Dispersion de double réfraction et structure cristalline, VIII, 772.

POLARISATION. — POUVOIR ROTATOIRE. — *Fabry*. Polarisation par réfraction, VII, 485. — *Bourget, Id.*, VII, 485. — *De Chardon et*. Analyse optique des pyroxiles, VII, 485. — *Strasser*. Déplacement par le mouvement de la terre de l'azimut de polarisation d'un rayon réfracté, VII, 794. — *Piutti et Magli*. Pouvoir rotatoire des solutions d'aspartates VII, 948. — *Natanson*. Polarisation de la lumière transmise à travers un milieu doté de pouvoir rotatoire, VIII, 321. — *Darmois*. Dispersion rotatoire anormale, VIII, 601. — *Becquerel*. Absorption et polarisation rotatoire dans les cristaux de cinabre, VIII, 688. — *Dewar et Jones*. Basses températures et pouvoir rotatoire, VIII, 783. — *Pilcikov*. Polarisation de la lumière diffuse, VIII, 855. — *Meslin*. Polarisation par diffusion latérale, VIII, 942.

PROPAGATION DE LA LUMIÈRE. — *Grinsehl*. Rapport des vitesses de la lumière, VII, 649. — *Garbassou*. Trajectoires et ondes lumineuses, VII, 663. — *Cantor*. Vitesse de la lumière, VIII, 127. — *Galitzine* et *Willip*. Principe de Doppler pour les ondes lumineuses, VIII, 450.

Radiations.

RADIATIONS EN GÉNÉRAL. — *Mosengeil*. Rayonnement stationnaire dans une enceinte animée d'un mouvement uniforme, VII, 81. — *Foir*. Rayonnement des manchons à incandescence, VII, 135 ; de l'oxyde de cerium, VIII, 918. — *Jaeger*. Loi de Maxwell-Boltzmann, VII, 135. — *Nernst*. Eclat des corps noirs incandescents, VII, 642. — *Ehrenfest*. La loi du déplacement de Wien, VII, 651. — *Jeans*. Id., VII, 651. — *Ehrenfest*. Théorie du rayonnement de Planck, VII, 651. — *Dreyer* et *Hansen*. Vitesse d'hémolyse des hématies sous l'action de la lumière, VII, 493 ; Action de la lumière sur les glycosides, etc., VII, 568. — *Ladenburg*. Température des particules de carbone incandescentes dans les flammes éclairantes, VII, 722. — *Jeans*. Nouvelle conséquence de la loi du déplacement de Wien, VII, 974. — *Russner*. Energie lumineuse et calorifique des lampes à incandescence, VII, 975. — *Vögr*. Id., VII, 979. — *Davis*. Transformation en courant électrique de la radiation lumineuse qui touche une surface en mouvement, VIII, 43. — *Wood*. Rayonnement Auer, VIII, 47. — *Meunier*. Incandescence par le gaz, VIII, 59. — *Eckman*. Résonance par le rayonnement, VIII, 124. — *Lasareff*. Pâlisement des matières colorantes dans le spectre visible, VIII, 136. — *Drysdale*. Rendement lumineux, d'un radiateur intégral, VIII, 197. — *Fredenhagen*. Rayonnement d'origine purement thermique, VIII, 297. — *Paschen*, Id., 304. — *Reiche*. Lois de la compression du rayonnement d'une enceinte par une cloison semi-perméable, VIII, 381. — *Perrin*. Loi de Stokes et mouvement brownien, VIII, 607. — *Bauer*. Rayonnement et température des flammes du bec Bunsen, VIII, 691, 939. — *Féry*. Propriétés sélectives des corps noirs, VIII, 758 ; approximation des corps noirs employés comme récepteurs, VIII, 937. — *Drysdale*. Equivalent mécanique de la lumière, VIII, 872 ; VIII, 771. — *Lebedew*. Pression de la lumière sur les gaz, VIII, 854. — *Milochau*. Etude du rayonnement, VIII, 937.

PHOTOMÉTRIE. — *Féry*. Photomètre à lecture directe, VII, 632. — *Harms*. Photomètre photoélectrique, VII, 657. — *Maisel*. Photomètre polariseur à scintillation, VII, 739. — *Dow*. Photomètre à clignotement, VII, 816. — *Drysdale*. Rendement lumineux et équivalent mécanique de la lumière, VII, 872 ; VIII, 771. — *Thovert*. Dispositif spectrophotométrique, VII, 901 ; VIII, 834, 933. — *Leder*. Spectrophotométrie des lampes Hefner et à osmium, VIII, 120. — *Taudin-Chabot*. Photomètre à scintillation, VIII, 302. — *Janet*. Unification des unités lumineuses, VIII, 493. — *Hyde*. Etude photométrique du rayonnement des corps, VIII, 712. — *Guilloz*. Dispositif pour faire varier l'éclairement d'une surface suivant une loi déterminée, VIII, 920.

RADIATIONS DE GRANDE LONGUEUR D'ONDE. — *Pfund*. Polarisation et réflexion sélective dans le spectre infra-rouge, VII, 160. — *Schmidt*. Bolométrie, VII, 659. — *Dubois*. Influence de la lumière solaire sur le dégagement et l'orientation des molécules gazeuses dans l'eau de mer, VII, 898. — *Fredenhagen*. Rayonnement thermique de la vapeur d'iode, VII, 974. — *Reinganum*. Id., VII, 978. — *Fredenhagen*. Rayonnement thermique et loi de Kirchhoff, VII, 982. — *Gargam de Monctez*. Action photographique, VIII, 70. — *Coblentz*. Pouvoir réflecteur sélectif, VIII, 45. — *Warburg*, *Leithauser* et *Johansen*. Bolomètre dans le vide, VIII, 120. — *Spence*. Propriétés optiques pour l'infrarouge des solutions colloï-

dales et des milieux troubles, VIII, 703. — *Nichols et Day*. Rayons restants, VIII, 707.

RADIATIONS CHIMIQUES. PHOTOGRAPHIE. — *Eykmann et Trivelli*. Action de la lumière sur les plaques photographiques, VII, 69. — *Roussy*. Pelliplanimètre photographique, VII, 486. — *Villard*. Phénomène pseudo-photographique, VII, 506. — *Guebhard*. Photographie des couleurs, VII, 574. — *Thovert*. Id., VIII, 917. — *Sheppard et Mees*. Théorie des procédés photographiques, VII, 719. — *Lippmann*. Epreuves réversibles donnant la sensation du relief, VII, 821. — *Ives*. Photographies des couleurs trichromes par interférence, VIII, 42. — *Guilleminot*. Effets biochimiques des radiations, VIII, 77. — *Weigert*. Actions chimiques de la lumière, VIII, 79. — *Calmels et Clerc*. Trame photographique, VIII, 67. — *Delvalez*. Photographies colorées, VIII, 180. — *Zschimmer*. Composition et transparence des verres pour l'ultraviolet, VIII, 293. — *Wallac*. Recherches sensitométriques, VIII, 453. — *Gargam de Monctez*. Polarisation, VIII, 927.

FLUORESCENCE. PHOSPHORESCENCE. — *De Kowalski et Garnier*. Optimum de phosphorescence, VII, 494; fluorescence à basse température, VII, 584. — *De Kowalski*. Déclin de la phosphorescence à basse température, VIII, 924. — *Wood*. Fluorescence de la vapeur de sodium, VII, 536. — *Greinacher*. Fluorescence et loi de Lambert, VII, 658. — *Werner*. Etablissement et amortissement des bandes de phosphorescence, VII, 794. — *Becquerel*. Spectres de phosphorescence, VII, 899. — *Glark*. Fluorescence latente et sensibilisation optique, VII, 979. — *Glark et Meyer*. Fluorescence des dérivés de la benzine, VII, 979. — *Wick*. Fluorescence de la résorufine, VIII, 46, 297. — *Nichols et Merritt*. Luminescence, VIII, 55, 710. — *Dienert*. Fluorescence, VIII, 72. — *Gernez*. Triboluminescence des composés racéniques, VIII, 594. — *Bloch*. Phosphorescence, VIII, 683; flamme de phosphorescence et flamme de combustion du soufre, VIII, 937. — *Urbain*. Optimum des phosphorescences des composés binaires, VIII, 693. — *Mac Dowell*. Fluorescence et absorption de l'anthracène, VIII, 696. — *Pierce*. Thermoluminescence, VIII, 700, 702. — *Trowbridge*. Photométrie d'un gaz fluorescent, VIII, 703. — *Wood et Carter*. Spectres de fluorescence et de rotation magnétique de la vapeur de potassium, VIII, 706. — *Waggoner*. Phosphorescence de courte durée, VIII, 707.

RADIOPHONIE. — *Hesehus*. Sensibilité du sélénium à la lumière, VII, 538. — *Reinganum*. Pile au sélénium, VII, 729. — *Holman*. Phénomènes photoélectriques, VIII, 51. — *Athanasiadis*. Relation entre l'éclairement du sélénium et sa conductibilité, VIII, 372. — *Brown et Stebbins*. Changement de résistance des éléments au sélénium, VIII, 699.

INDICES DE RÉFRACTION. — *Chéneveau*. Propriétés optiques des solutions, VII, 362. — *Gifford*. Indices de réfraction de l'eau et de l'eau de mer, VII, 718. — *Schaeffer*. Sels de terres rares dans différents dissolvants, VII, 732. — *Proctor*. Indices et dispersion, VIII, 44. — *Culherson et Metcalfe*. Indices de réfraction de K, Zn, Ca, Mg, As, Se et Fe gazeux, VIII, 160; de l'oxyde azotique, 789; des anhydrides sulfureux et sulfurique gazeux, VIII, 788. de Hg, S, Ph, He, VIII, 789. — *Burton*. Indices de réfraction de l'argon et l'hélium, VIII, 788.

DISPERSION. — *Erste*. Nombre de Loschmidt et dispersion, VII, 962. — *Coblentz*. Réflexion sélective et dispersion anormale, VII, 973. — *Julius*. Distribution arbitraire de la lumière par dispersion, VIII, 148. — *Moll*. Dispersion du sel gemme, VII, 230. — *Bremen Kampf*. Formules de dispersion, VIII, 231. — *Mandelstam*. Théorie de la dispersion, VIII, 292. — *Plank*. Remarque, VIII, 304.

Paschen. Dispersion du sel gemme et de la sylvine dans l'infra-rouge, VIII, 445. — *Rubens*. Id., VIII, 445. — *Tikhoff, Stein, Lebedem, Nordmann*. Dispersion apparente dans l'espace interstellaire, VIII, 600. — *Williams*. Etude de la dispersion anormale à l'aide des spectres cannelés, VIII, 701. — *Burton*. Dispersion dans l'argon et l'hélium, VIII, 788. — *Cuthbertson et Metcalfe*. Dispersion du mercure, du soufre et du phosphore et de l'hélium, VIII, 789.

SPECTROSCOPIE. MÉTHODES. INSTRUMENTS. — *Hamy*. Mécanisme permettant de maintenir un train de prismes au minimum de déviation, VII, 52; Spectroscopie à miroir, VII, 569. — *Léo Arons*. Lampe à amalgame, VII, 401. — *De Grammont*. Photographie spectrale des minéraux, VII, 491. — *Troymann*. Spectrophotomètre Hufner, VII, 560. — *Soddy*. Le calcium comme absorbant du gaz employé dans les recherches spectroscopiques, VII, 719. — *Hemsalech et Watteville*. Spectroscopie des flammes, VIII, 58. — *Julius*. Distribution arbitraire de la lumière produite par dispersion, VIII, 148. — *Giesing*. Réseaux plans à réflexion, VIII, 149. — *Wood*. Méthode interférentielle pour l'étude de la répartition des raies, VIII, 292. — *Humphreys*. Appareil pour obtenir des arcs électriques sous des pressions élevées, VIII, 449. — *Hartley*. Procédés facilitant l'étude des spectres, VIII, 455. — *Galitzine*. Spectroscopie à échelons, VIII, 855. — *Buisson et Fabry*. Mesure de très petits déplacements des raies spectrales, VIII, 938.

GÉNÉRALITÉS SUR LES SPECTRES. — *Nutting*. Structure des raies, VII, 161. — *Paschen*. Effet Doppler dans le spectre des rayons-canaux de l'hydrogène, VII, 405; de l'oxygène, VII, 408; VII, 735, 971. — *Ritz*. Origine des spectres en série, VII, 489. — *Wien*. Energie et entropie des lignes spectrales, VII, 958. — *Laue*. Entropie des faisceaux de rayons imparfaitement cohérents, VII, 966. — *Wien et Zenneck*. Photographies spectrales au moyen du téléobjectif, VII, 972. — *Fredenhagen*. Cause de l'émission spectrale des flammes Bunsen, VII, 982; VIII, 299; effet Doppler pour les rayons cathodiques et anodiques, VIII, 306. — *Hartley*. Thermo-chimie des spectres de flamme, VIII, 204. — *Ekman*. Résonance et théorie des lignes spectrales, VIII, 131. — *Stark*. Effet Doppler dans les spectres de H et Hg, VIII, 145. — *Baeyer*. Structure des raies les plus fines, VIII, 149. — *Goldstein*. Les deux spectres de raies des éléments chimiques, VIII, 296. — *Carlheim-Gyllerskold*. Origine des spectres de bandes, VIII, 320. — *Ritz*. Spectres à séries, VIII, 383. — *Lyman*. Propriétés de la lumière de courte longueur d'onde, VIII, 701. — *Wood*. Spectres de résonance de la vapeur de sodium, VIII, 704. — *Sieg*. Formule générale de dispersion et pouvoir de résolution, VIII, 705. — *Rogowsky*. Changement du spectre de l'H, sous l'influence de fortes décharges, VIII, 854. — *Perot*. Renversement de la radiation verte émise par l'arc au mercure dans le vide, VIII, 927. — *Fabry et Buisson*. Comparaison des raies du spectre de l'arc électrique et du soleil, VIII, 934. — *Hemsalech et Zimmern*. Etincelle de résonateur, VIII, 936.

EFFET DE LA PRESSION. — *Schonrock*. Pression et largeur des raies, VII, 69. — *Duffield*. Effet de la pression sur le spectre de l'arc fer, VIII, 214. — *Larmor*. Déplacement des raies spectrales, VIII, 452. — *Humphreys*. Influence de la pression sur les raies du spectre, VIII, 448, 452.

(Pour les effets dus au champ magnétique, voir page 1017.)

SPECTRES DE DIVERS CORPS. — *Eberhard*. Etude spectroscopique des préparations de terbium du D^r Urbain, VII, 166. — *Lawton*. Spectre de l'azote, VII, 479. — *Cady et Arnold*. Arc entre électrodes métalliques, VII, 480. — *Blythwood et Scoble*. Photographie de certaines raies de l'arc entre λ 5.800 et λ 5.500, VII, 162.

— *Anderson*. Spectre d'étincelle, VII, 164. — *De Gramont*. Spectre d'étincelles de solutions, VII, 582 ; Raies des métalloïdes, VIII, 76 ; Spectre de dissociation de l'argent, VIII, 603. — *Hemselech et Watteville*. Spectre de flamme, VII, 583 : du calcium, VIII, 60. — *Cantone*. Spectre d'émission des gaz à la température de l'air liquide, VII, 664 ; des sels d'uranium, VII, 664. — *Crookes*. Spectre ultraviolet de l'yttrium, VII, 709. — *Hartley*. Spectres d'étincelles, VII, 718. — *Castelli*. Modification graduelle du premier spectre des lignes d'émission du mercure, VII, 820. — *Coblentz*. Spectre d'émission de la flamme de CS_2 , VIII, 42. — *Urbain*. Spectre d'étincelle du dysprosium, VIII, 65. — *Fowler*. Spectre cannelé de l'oxyde de titane, VIII, 211. — *Moll*. Spectres infra-rouges, VIII, 229. — *Pollot et Léonard*. Spectres qualitatifs, VIII, 455. — *Kinoshita*. Observations spectroscopiques sur les rayons-canaux, VIII, 506. — *De Gramont et de Watteville*. Spectre ultraviolet du silicium, VIII, 601. — *Sheard*. Spectres de l'argon et de l'hydrogène, VIII, 703. — *Brooks*. Spectre du magnésium, VIII, 783.

SPECTRES D'ABSORPTION. — *Kuch et Retschensky*. Absorption sélective dans l'arc au mercure, VII, 79. — *Van Gulik*. Spectre d'absorption de la chlorophylle, VII, 603. — *Dufour*. Influence de la pression sur les spectres d'absorption des vapeurs, VII, 487. — *Wick*. Absorption de la résorufine, VIII, 46, 297. — *Pfluger*. Absorption dans les gaz luminescents, VIII, 128. — *Elston*. Spectres de fluorescence et d'absorption des vapeurs d'anthracène et de phénanthracène, VIII, 148. — *Becquerel et Kamerlingh Onnes*. Spectres d'absorption des terres rares aux basses températures, VIII, 234. — *Wood*. Bande d'absorption en présence d'un gaz étranger, VIII, 449. — *Anderson*. Spectres d'absorption et d'émission, des composés du néodymium et d'erbium, VIII, 450. — *Stark*. Absorption et fluorescence du benzène, VIII, 509. — *Mac Dowell*. Anthracène, VIII, 696. — — *Trowbridge*. Propriétés optiques du collodion et du celluloïde, VIII, 709. — *Hartley*. Spectres d'absorption des vapeurs et des solutions de benzène, VIII, 780. — *Byk*. Absorption des combinaisons du cuivre dans l'ultra-violet, VIII, 856.

ABSORPTION. DIFFUSION. — *Dreyer et Hansen*. Action de la lumière sur les glycosides, les enzymes, etc., VII, 368. — *Chmyrow et Slatowarski*. Diffusion de la lumière polarisée, VII, 632. — *Lehmann*. Les phénomènes colorés dans les cristaux semi-fluides, VII, 634. — *Müller*. Propriétés optiques des métaux colloïdaux, VII, 792. — *Rayleigh*. Lumière diffusée par des traits fins, VII, 808. — *Lyman*. Absorption pour les radiations de courte longueur d'onde, VIII, 147, 701. — *Mie*. Optique des milieux troubles, VIII, 378. — *J. Becquerel*. Influence des variations de température sur l'absorption par les solides, VIII, 306. — *Bloch*. Théorie de l'absorption dans les gaz, VIII, 689.

MESURES DE LONGUEUR D'ONDE. — *Buisson et Fabry*. Mesures de longueurs d'onde, VII, 169. — *Dyson*. Longueurs d'onde dans les spectres obtenus pendant les éclipses du soleil de 1900, 1901, 1905, VII, 713. — *Julius*. Longueur d'onde des bandes d'émission et d'absorption dans l'infra-rouge, VIII, 231. — *Kayser*. Constance des longueurs d'onde spectrales, VIII, 453. — *Eversheim*. Longueur d'onde étalon, VIII, 453.

Électricité et Magnétisme.

ELECTROSTATIQUE. — *Young*. Champ de la pointe d'une aiguille électrisée et force mécanique, VII, 364. — *Hesehus*. Electricité de contact, VII, 736. — *Wommelsdorf*. Machines à influence, VII, 962, 129. — Machines à secteurs noyés dans un isolant solide, VII, 963. — *Tereschin et Georgiewsky*. Electrification du

corps humain, VIII, 291. — *Melander*. Charges électrostatiques par frottement, VIII, 298. — *Bandl*. Propriétés des feuilles d'Al minces dans un champ électrostatique, VIII, 510. — *Sanford*. Réalité physique des lignes de force, VIII, 700. — *Wells*. Induction dans les cylindres métalliques, VIII, 700. — *Robertson*. Charges acquises par des conducteurs isolés, VIII, 710. — *Audrain et Demerliac*. Inégalités de potentiel électrique en différents points de l'organisme, VIII, 944.

DIÉLECTRIQUES. — *Monach*. Diélectrique soumis à des champs électriques alternatifs, VII, 81. — *Kahlenberg et Antony*. Pouvoir inducteur des oléates, VII, 229. — *Bouty*. Cohésion diélectrique de l'hélium, VII, 490. — *Holtz*. Figures de Lichtemberg, VII, 538; spectres de lignes de force et pouvoir inducteur, VII, 554. — *Trouton et Russ*. Charge résiduelle, VII, 564. — *Malctés*. Diélectriques liquides, VII, 585; Résidus diélectriques, VIII, 631. — *Campbell*. Capacités inductives du papier sec et de la cellulose solide, VII, 711. — *Tangl*. Pouvoir inducteur de l'air sous haute pression, VII, 962. — *Baungart*. Utilisation possible de l'effet Wilson, VII, 971. — *Schweidler*. Anomalies diélectriques, VIII, 133. — *Vonwiller et Mason*. Capacité inductive spécifique du Se pur, VIII, 159. — *Joffé*. Viscosité électrique dans le quartz cristallisé, VIII, 392. — *Madelung*. Hystérésis diélectrique, VIII, 507. — *Bouchet*. Déformations des diélectriques, VIII, 650. — *Walden*. Pouvoir dissolvant et constante diélectrique, VIII, 867.

CONDENSATEURS. — *Kaufmann*. Théorie du condensateur, VIII, 508. — *Zéleny et Andrews*. Capacité des condensateurs en papier et câbles téléphoniques, VIII, 705.

CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE. — *Baedeker*. Conductibilité et pouvoir thermo-électrique de quelques combinaisons de métaux lourds, VII, 77. — *Broniewski*. Résistance électrique et dilatation des solides, VII, 227. — *Kamerlingh Onnes et Klay*. Résistance des métaux aux très basses températures, VII, 313. — *Königsberg et Reichenheim*. Variation de la conductibilité, VII, 653. — *Reinganum*. Conductibilités électriques et calorifiques des métaux, VII, 729. — *Broniewski*. Résistance électrique et dilatation des métaux, VII, 909. — *Nicolai*. Résistance électrique des métaux, VII, 937. — *Sziveszy*. Variation de résistance par l'oxygène occlus, VII, 970. — *Goodwin et Mailey*. Sels fondus, VIII, 57. — *Roy*. Échauffement des conducteurs, VIII, 477. — *Schrott*. Conductibilité du sélénium allotropique, VIII, 506. — *Willow*. Résistance des alliages, VIII, 512. — *Königsberger*. Conductibilité électrique, VIII, 514. — *Schenck*. Conductibilité des alliages, VIII, 515. — *Guntz et Broniewski*. Résistance électrique des métaux alcalins, du gallium et du tellure, VIII, 694. — *Stewart*. Type de grande résistance, VIII, 700. — *Wick*. Propriétés électriques du silicium, VIII, 705. — *Pécheux*. Influence des matières étrangères sur la résistivité de l'aluminium, VIII, 933; Résistivité des cupro-aluminiums, VIII, 940.

THERMO-ÉLECTRICITÉ. — *Schoute*. Le phénomène de Thomson dans le mercure, VII, 316. — *Lecher*. Point d'inversion et effet Peltier au contact fer-cuivre, VII, 531. — *Pécheux*. Thermoélectricité du nickel, VII, 669, du cobalt, VIII, 609; de l'aluminium, VIII, 933; des cupro-aluminiums, VIII, 940. — *Reboul*. Phénomènes thermo-électriques et thermo-capillaires dans les gaz, VII, 840. — *White*. Constance des éléments thermo-électriques, VII, 980. — *Henderson*. Pouvoir thermoélectrique des métaux en contact avec leurs sels, VIII, 54. — *Wick*. Pouvoir thermoélectrique du couple Cu — Si, VIII, 55. — *Cermak*. Effet Peltier au contact du fer constantan et du cuivre-nickel, VIII, 126. — Pour les détecteurs, voir p. 1022. Télégraphie sans fil.

ELECTROCHIMIE. ELECTROLYSE. — *Holtz*. Méthode pour obtenir de beaux arbres

métalliques, VII, 660. — *Boizard*. Conductibilité des mélanges d'acides (ou de bases) et d'eau, VII, 119. — *Mallet et Ph.-A. Guye*. Electrolyse des chlorures alcalins, VII, 225. — *Demolis*, Id., VII, 233. — *Bomer*, Id., VII, 233. — *Hostalet*. Diffusion dans le fonctionnement des électrodes, VII, 232. — *Durrant*. Diffusion dans les électrolytes, VII, 716. — *Dutoit et Demierre*. Réactions ioniques dans l'acétone, VII, 234. — *Schulze*. Electrodes de tantale, VII, 405. — *Leduc et Labrousse*. Electrolyse de solutions très étendues d'azotate et d'oxyde d'argent, VII, 482. — *Malfitano et Michel*. Hydrolyse de perchlorure de fer, VII, 489, 530, 897. — *Brochet*. Réactions de la cuve de nickelage, VII, 570; Soude électrolytique, VIII, 614. — *Chaumat*. Réduction électrolytique de l'indigo, VII, 587. — *Johnston*. Constantes d'affinité des électrolytes amphotères, VII, 708. — *Cumming*. Id., VII, 708. — *Walker*. Id. VII, 708. — *Muller et Kænigsberger*. Mesures électriques et optiques à la surface de séparation métal électrolyte, VII, 729. — *Roux*. Mobilité anormale des ions de quelques terres rares, VII, 894. — *Doumer*. Electrolyse de solutions d'acide chlorhydrique pur, VII, 897, 907. — *Guilloz*, Id., VII, 897. — *Prudhomme*. Conductibilité moléculaire et dilution, VII, 914. Demi-électrolytes, VII, 914. — *Briner*. Electrolyse du chlorure de sodium, VII, 915. — *Lunden*. Hydrolyse des acides et des bases faibles, VII, 919. — *Goodwin et Wentworth*. Ionisation des sels fondus, VIII, 42. — *Goodwin et Mailey*. Conductibilité électrique des sels fondus, VIII, 57, 695. — *Goodwin et Kalmus*. Id., 709. — *Franklin et Frendenberger*. Résistance des électrolytes, VIII, 53. — *Doumer*. Vitesses de transport, VIII, 63. — *Reinganum*. Voltamètre à électrode de sélénium, VIII, 518. — *Delvalez*. Figures de Nobili, VIII, 174. — *Sutherland*. Ionisation dans les solutions, VIII, 498. — *Smith et Mather*. Voltamètre à argent, VIII, 775. — *Smith et Lowry*. Id., 775. — *Hantzsch et Caldwell*. Acides et pseudo-acides en solution dans la pyridine, VIII, 860. — *Gorke*. Solution d'acide picrique et mobilité de l'ion H, VIII, 865. — *Jones et Weazey*. Conductibilité et frottement interne, VIII, 867.

POLARISATION. — *Pellat*. Différence de potentiel entre électrode et électrolyte, VII, 195. — *Hesehus*. Id., VII, 530. — *Athanasiadis*. Polarisation dans la soupape électrolytique, VII, 770. — *Gouy*. Electro-capillarité, VII, 903. — *Müller et Allemant*. Electrode à alcali, VII, 918. — *Girard*. Polarisation des diaphragmes VIII, 65, 941. — *Bloch*. Différence de potentiel de contact entre métaux et liquides, VIII, 70. — *Molier*. Surtension dans le dégagement des gaz par l'électrolyse, VIII, 383. — *Guillaume*. Phénomène de Bose et lois de l'électrisation de contact, VIII, 597. — *Perrin*. Id., VIII, 597. — *Chanoz*. Polarisation des tissus de l'homme, VIII, 684; Contact de deux dissolutions aqueuses d'électrolytes, VIII, 916. — *Marie*. Surtension et viscosité, VIII, 691. — *Katayama*. Chaînes d'amalgames à différentes concentrations comprenant des électrolytes solides, VIII, 866. — *De la Rive et Guye*. Réseau hexagonal de petits aimants, VIII, 920. — *Posejpal*. Forces électromotrices d'aimantation, VIII, 935. — *Colson*. Sens du courant dans l'attaque des métaux par le soufre, VIII, 946. — *De Broglie et Brizard*. Origine physique du dégagement d'électricité dans les réactions chimiques, VIII, 957.

Gouy. Mesures électrocapillaires, VIII, 78. — *Reboul*. Phénomène électrocapillaire dans les gaz aux basses pressions, VIII, 922; 932.

INTERRUPTEURS ELECTROLYTIQUES. — *Ludewig*. Interrupteurs électrolytiques, VIII, 380. — *Richardz*. Echauffement des conducteurs à la surface des petites électrodes, VIII, 392. — *Piola*. Interrupteur Wehnelt à courant alternatif, VII, 663, VIII, 456. — *Bary*. Interrupteur Wehuelt, VIII, 610.

SOUPAPES ET CONDENSATEURS ELECTROLYTIQUES. — *Gordon*. Capacité et résistance

des anodes d'Al, VIII, 42. — *Schulze*. Soupapes électrolytiques à Mg, Sb, Bi, VIII, 424 ; à niobium, VIII, 385. — *Corbino*. Etude optique des couches minces sur une anode d'Al, VIII, 457. — *Corbino et Maresca*. Condensateurs en aluminium, VIII, 457. — *Athanasiadis*. Soupapes électrolytiques, VIII, 675.

Pour les détecteurs, voir p. 1022, Télégraphie sans fil.

PILES. PILES SECONDAIRES. — *Brunhes et Guyot*. Piles à électrodes identiques et valeurs des pressions de dissolution, VII, 27. — *Martini*. Théorie osmotique de la pile, VII, 397. — *Kruger*. Batterie pour les mesures électrostatiques, VII, 540. — *Herweg*. Batterie de haute tension, VII, 661. — *Patterson*. Pile au charbon, VII, 554. — *Broniewski*. Force électromotrice et formule de Helmholtz, VII, 935. *Carhart*. Force électromotrice des piles de concentration, VIII, 698. — *Wick*. Propriétés électriques du silicium, VIII, 708.

Magnétisme. Électromagnétisme.

MAGNÉTISME. — *Weiss et Planer*. Hystérèse dans les champs tournants, VII, 5. — *Weiss et Beck*. Chaleur spécifique et champ moléculaire des substances ferromagnétiques, VII, 249. — *Weiss*. Id. VII, 587. — *Russell*. Action des vibrations mécaniques sur l'aimantation, VII, 304. — *Ganz*. Théorie du ferromagnétisme, VII, 413. — *Maurain*. Action des cycles de tension sur l'aimantation du fer, VII, 497. — *Baldwin*. Etat du fer sous l'action de faibles forces magnétisantes périodiques, VII, 536. — *Piola*. Perméabilité du fer pour des champs faibles alternant rapidement, VII, 455. — *Kann*. Recherche magnétique des défauts dans le fer, VII, 651. — *Weiss*. Intensité d'aimantation à saturation du fer et du nickel, VII, 581. — *Wilson*. Effets de la self-induction sur un cylindre de fer, VII, 705. — *Mallik*. Induction magnétique dans les sphéroïdes, VII, 810. — *Russell*. Superposition de vibrations mécaniques et d'oscillations électriques à l'aimantation, VII, 810. — *Grottrian*. Induction magnétique, VII, 962. — *Gildemeister*. Disparition de l'aimantation, VII, 958. — *Edelmann*. Aimants croisés, VII, 982. — *Heydweiller*. Système d'aimants croisés, VIII, 519. — *Bidlingmaier*. Id., VIII, 525. — *Wedekind*. Combinaisons magnétiques d'éléments non magnétiques, VII, 731. — *Pascal*. Recherches magnétochimiques, VII, 921. — *Hill*. Propriétés des alliages de nickel, VIII, 46. — *Mac Lennan*. Propriétés des alliages de Heusler, VIII, 48. — *Urbain*. Propriétés magnétiques du dysprosium, VIII, 65. — *Pellet*. Magnétisme et torsion, VIII, 110. — *Smith*. Analyse thermomagnétique d'alliages de nickel, VIII, 136. — *Schild*. Propriétés du fer électrolytique, VIII, 381. — *Piola*. Perméabilité du fer dans des champs faibles alternant rapidement, VIII, 455. — *Corbino*. Hystérésis pour les courants de haute fréquence, VIII, 458. — *Madelung*. Emploi du tube de Braun pour l'étude de l'hystérésis, VIII, 507. — *Salmon*. Pôle et masses magnétiques polaires dans les aimants longs, VIII, 579. — *De la Rive*. Lignes d'aimantation d'une couche sphérique, VIII, 670. — *Wilson, Winson et O. Dell*. Pertes par hystérésis, VIII, 792. — *Wologdine*. Propriétés magnétiques de quelques composés du fer, VIII, 936.

EFFET DU MAGNÉTISME. — *Honda et Taveda*. Changement des constantes élastiques par aimantation, VII, 549. Effet de la tension élastique sur l'aimantation, VII, 799. — *Richardson*. Effet mécanique accompagnant l'aimantation, VIII, 699.

CORPS PEU MAGNÉTIQUES. — *Studley*. Susceptibilité et coefficient de température de SO_4Cu et SO_4Mg en solutions, VIII, 41. — *March*. Susceptibilité des mélanges liquides, VIII, 41. — *Mac Lennan et Wright*. Susceptibilité des solutions de mélanges des sels, VIII, 45. — *Voigt et Kinoshita*. Susceptibilité magné-

tique des cristaux, VIII, 129. — *Tanzler*. Propriétés magnétiques de l'air et de l'argon, VIII, 142. — *Urbain et Jantsch*. Magnétisme des terres rares, VIII, 689. — *Pascal*. Propriétés magnétiques des corps simples, VIII, 690; de quelques gaz facilement liquéfiables, VIII, 928. — *Clifford*. Susceptibilité de Cu, St et de leurs alliages, VIII, 702. — *Loutchinsky*. Transformation magnétique du plomb, VIII, 961.

ELECTROMAGNÉTISME. ELECTRODYNAMIQUE. — *Levi Cavita*. Mouvement de l'électricité sans liaisons ni forces extérieures, VII, 495. — *Bucherer*. Explication de l'électromagnétisme, VII, 653. — *Nichols*. Force électromotrice produite par la force centrifuge, VII, 658. — *Pagnini*. Actions électrodynamiques, VII, 665. — *Stormer*. Trajectoire d'un corpuscule électrisé dans un champ magnétique, VII, 899. — *Kolacek*. Théorie des équations électromagnétiques dans les milieux en mouvement, VII, 965. — *Laue*. Electrodynamique de Cohn, VII, 971. — *Ganz*. Id., VIII, 127. — *Ehrenfest*. Translation des électrons déformables, VII, 401. — *Pellat*. Variation de la masse des électrons, VII, 570. — *Kunz*. Solution du problème de Poincaré-Lorentz au moyen du théorème de Green, VII, 977. — *Northrup*. Force à l'intérieur d'un conducteur électrique, VIII, 48. — *Silberstein*. Equations électriques fondamentales, VIII, 136. — *Bary*. Striction électromagnétique, VIII, 190. — *Searle*. Force nécessaire pour arrêter une sphère électrisée en mouvement, VIII, 213. — *Diéterici*. Appareil de rotation électromagnétique, VIII, 515. — *Barnett*. Déplacement électrique sur les diélectriques, VIII, 697, 711.

INDUCTION. — *Battelli*. Résistance électrique des solénoïdes pour les courants de haute fréquence, VII, 62. — *Szavassi*. Induction unipolaire, VII, 400. — *Roussel*. Courants d'induction de courants circulaires cylindriques et en hélice, VII, 559. — *Lyle*. Diagrammes indicateurs de transformateurs, VII, 560. — *Ogura et Steinmetz*. Inductance d'un conducteur rectiligne, VIII, 52. — *Sommerfeld*. Impédance des bobines, VIII, 132, 300. — *Rudenberg*. Courants alternatifs de haute fréquence, VIII, 296. — *Battelli*. Résistance des solénoïdes pour les courants de haute fréquence, VIII, 300. — *Corbino*. Production de courants alternatifs de fréquence quelconque, VIII, 305; Résistance de l'étincelle d'induction, VIII, 459; Courants continus de haute tension pratiquement constants, VIII, 459. — *Piola*. Résistance et réactance d'un solénoïde contenant un noyau magnétique conducteur, VIII, 456. — *Starke*. Différences de phases, VIII, 523. — *Wilson*. Effets de self-induction dans un cylindre de fer traversé par des courants alternatifs, VIII, 786.

La Rosa. Condensateur dans la bobine d'induction, VII, 662. — *Piola*. Phénomène de Wehnelt, VII, 663. — *Ries*. Interrupteur automatique, VII, 735; VIII, 296. — *Corbino*. Bobine d'induction, VIII, 458. — *Bailey*. Id., VIII, 700.

Mesures.

MESURES ÉLECTRIQUES. — *Lohmann*. Production et mesure des tensions élevées, VII, 84. — *Malclès*. Electromètre à quadrants, VII, 219. — *Schmidl*. Etalonnage et emploi des électromètres à feuilles, VII, 537. — *Kurz*. Electromètre à feuilles, VII, 642. — *Fischer*. Electromètre astatique, VII, 642. — *Paschen*. Electromètre sensible, VII, 649. — *Benischke*. Voltmètres électrostatiques, VII, 650. — *Taylor Jones*. Electromètre à courtes périodes, VII, 804. — *Child*. Mesures de potentiels avec un crayon de carbone, VIII, 49. — *Wief*. Electromètre pour charges statiques, VIII, 516, 526. — *Hurmuzescu*. Electroscopes et électromètres à compensation, VIII, 680.

White. Potentiomètre pour mesures thermo-électriques, VIII, 54.

Wertheim-Salomonson. Mesure de courants alternatifs faibles, VII, 648. — *Id.* Galvanomètre, VIII, 513. — *Edelmann*. Petit galvanomètre à corde avec enregistrement photographique, VII, 337. — *Franklin et Freudenberg*. — Galvanomètre sensible pour courants alternatifs, VIII, 41. — *Taylor*. *Id.*, VIII, 50. — *Bidlingmayer*. Galvanomètre pour déceler les variations locales dans un champ magnétique, VIII, 512. — *Zemplan*. Galvanomètre à corde, VIII, 524. — *Nichols et Williams*. Galvanomètre à protection magnétique, VIII, 708. — *Ayrton, Mather et Smith*. Electro-dynamomètre, VIII, 771. — *Sumpner*. Mesure de courants alternatifs, VIII, 785. — *Guinchant*. Galvanomètre pour courants alternatifs, VIII, 959.

Athanasiadis. Détermination de la résistance et de la capacité par le courant continu et par le téléphone, VII, 412. — *Longden*. Modification du pont de Wheatstone, VIII, 46. — *Taylor*. Mesure de résistance et de polarisation des électrolytes, VIII, 47. — *Taylor et Williams*. Rôle de la capacité dans les boîtes de résistance, VIII, 701. — *Brow*. Capacité des bobines de résistance, VIII, 712. *Campbell*. Mesure des inductances mutuelles, VII, 811. — *Zéleny*. Coefficients de self-induction, VIII, 44. — *Athanasiadis*. *Id.*, VIII, 292. — *Giebe*. Résistances inductives et faibles coefficients de self-induction, VIII, 142.

Northrup. Dispositif optique pour appareils oscillants, VIII, 44. — *Abraham et Carpentier*. Rhéographie pour projections, VIII, 78. — *Abraham*. Rhéographie double, VIII, 265. — *Devaux-Charbonnel*. Etalonnement des condensateurs, VIII, 954.

MESURES ABSOLUES. — *Jaeger*. Etalons électriques, VII, 640. — *Coffin*. Influence de la fréquence sur la capacité des condensateurs étalons, VIII, 51. — *Baillehache*. Unités électriques, VIII, 117. — *Campbell*. Etalons d'inductance mutuelle, VIII, 208. — *Ganz*. Etalon de champ magnétique variable, VIII, 525. — *Janet*. Histoire et état actuel de la question des unités fondamentales, VIII, 529. — Recherche sur les unités fondamentales, VIII, 531. — *Bjerknes*. Mesure absolue des grandeurs fondamentales du champ électro-magnétique, VIII, 736. — *Smith et Mather*. Voltamètre à argent, VIII, 775. — *Id.* Ampères étalons, VIII, 787. — *Hurmurescu*. Mesure absolue d'une résistance, VIII, 954.

Gutle et Eude. Piles étalons, VIII, 44. — *Hulett*. Pile au cadmium, VIII, 50; Batterie étalon, VIII, 704; Equilibre dans les piles étalons, VIII, 710. — *Jouaust*. Etalons au cadmium, VIII, 595. — *Carhart*. Stabilité de l'étalon au cadmium, VIII, 696. — *Wold*. Comparaison des étalons au cadmium, VIII, 710. — *Ayrton, Mather et Smith*. Force électromotrice de l'étalon Weston, VIII, 771. — *Smith*. Etalon Weston, VIII, 774.

Électrotechnique. Applications.

ELECTROTECHNIQUE. — *Eindhoven*. Enregistrement des bruits du cœur de l'homme à l'aide du galvanomètre à corde, VII, 317. — *Dunoyer*. Compas électro-magnétique, VII, 578. — *Berndt*. Variations de courant dans les dynamos à courant continu, VII, 967. — *Fierluige-Pivotti*. Interrupteur automatique, VII, 975. — *Nègre*. Effluves et résistance d'isolement, VIII, 62. — *Girault*. Amorage des dynamos série et shunt, VIII, 64; Profil des masses polaires, VIII, 69. — *Limb*. Autoexcitation d'un alternateur triphasé au moyen de soupapes électrolytiques, VIII, 70. — *Dumoulin*. Marche en parallèle des alternateurs auto-excités, VIII, 72. — *Routin*. Réglage des groupes électrogènes, VIII, 74. — *Uljanin*. Forme simple d'interrupteur à trou, VIII, 297. — *Riebesell*. Générateur à courant continu, VIII, 372. — *Roy*. Echauffement des conducteurs par le courant électrique, VIII, 476. — *Limb*. Machines dynamo-électriques sans collecteur, VIII, 596. —

Swyngedauw. Condition et durée d'autoexcitation, VIII, 602. — *Semat*. Téléautocopiste, VIII, 918. — *Devaux-Charbonnel*. Lignes souterraines, VIII, 930. — *Gascogne et Leauté*. Transformateurs industriels, VIII, 946. — *D'Ivry*. Commande de signaux avec ou sans fil, VIII, 957.

ARC ÉLECTRIQUE. — *C.-E. Guye et Zébrikoff*. Différence de potentiel de l'arc à courant continu entre électrodes métalliques, VII, 486. — *Guye et Bron*. Arc alternatif entre métaux, VIII, 71, 597. — *Guye et Zébrikoff*. Différence de potentiel entre électrodes métalliques, VIII, 298. — *Reich*. Grandeur et température du cratère négatif, VII, 532. — *Rozansky*. L'arc à courant alternatif et l'étincelle électrique, VII, 738. — *Upson*. Observation sur l'arc électrique, VII, 801. — *Buisson et Fabry*. Régime de l'arc au fer, VIII, 73. — *Cady et Arnould*. Arc entre électrodes métalliques, VIII, 303. — *Athanasiadis*. Arc électrique entre un électrode solide et un liquide, VIII, 602. — *Nasmyth*. Fréquence de l'arc chantant, VIII, 706. — *La Rosa*. Effets thermiques de l'art musical, VIII, 929.

Schwar. Four électrique, VII, 660. — *Clerc et Minet*. Four électrique de laboratoire, VII, 894. — *Minet*. Arc voltaïque dans une enceinte, VII, 900. — *Hutton et Pétavel*. Four électrique et hautes pressions gazeuses, VIII, 158. — *Kolowratt*. Réglage automatique d'un four électrique, VIII, 493.

LAMPES A INCANDESCENCE. — *Scarpa*. Action du courant alternatif sur les lampes à filament de tantale, VIII, 794. — *Donati*. Régulateur de tension pour lampes à incandescence, VIII, 796.

TÉLÉPHONIE. — *Boruttau*. Téléphone capillaire, VII, 543. — *Abraham et Devaux-Charbonnel*. Courants téléphoniques sur les lignes souterraines, VII, 577, 930. — Conditions de rendement maximum des appareils téléphoniques, VII, 585. — *Abraham*. Monotéléphone à note réglable, VIII, 615. — *Argyropoulos*. Condensateur parlant, VII, 413. — *Simon*. Théorie de l'arc chantant, VII, 644. — *Waetzmänn*. Combinaison objective des sons de l'arc chantant, VII, 981. — *Mercadier*. Superposition des petites oscillations électriques, VIII, 604, 954.

TÉLÉPHOTOGRAPHIE. — *Korn*. Compensateur à sélénium, VIII, 505; Relais optique, VIII, 505.

Pour la *Télégraphie sans fil* et la *Téléphonie sans fil*, voir dans l'étude des oscillations hertziennes (p. 1022).

Electro-optique et Ionisation.

PHÉNOMÈNES DE HALL. — *Berndt*. Champ magnétique et résistance des électrolytes, VII, 221. — *Lahn*. Effet Hall, VII, 400. — *Cantone*. Résistance dans le champ magnétique, VII, 664. — *Grummach*. Aimantation transversale et conductibilité électrique des métaux, VII, 727. — *Berndt*. Influence du champ magnétique sur la résistance des électrolytes, VII, 970. — *Adams*. Influence de l'aimantation transversale sur la résistance, VIII, 47. — *Delvalez*. Phénomène de Hall dans les liquides, VIII, 360. — *König*. Résistance du bismuth dans un champ variable, VIII, 390.

PHÉNOMÈNES ÉLECTRO-OPTIQUES. — *Colton, Moulton et Weiss*. Biréfringence magnétique de liquides organiques colloïdaux, VII, 491. — *Aeckerlein*. Electro-optique, VII, 637; VIII, 510. — *Woigt*. Remarque, VII, 732. — *Elias*. Dispersion rotatoire magnétique anormale, VII, 735. — *Drepper*. Dispersion anormale dans

la polarisation rotatoire magnétique, VII, 974. — *Wood*. Rotation magnétique de la vapeur de sodium dans le voisinage de la raie D, VII, 602. — *Meslin*. Signe du dichroïsme électrique et du dichroïsme magnétique, VII, 856. Position d'équilibre d'un ellipsoïde anisotrope dans un champ uniforme, VII, 861; Dichroïsme de la calcite et de la dolomie, VIII, 688. — *Harris*. Rotation et polarisation elliptique dans les pellicules transparentes placées dans un champ magnétique, VIII, 46. — *Bloch*. Phénomènes électro-optiques dans l'air contenant des poussières en suspension, VIII, 67. — *Chaudier*. Propriétés électro-optiques des liqueurs mixtes, VIII, 422. — *Cotton et Moulon*. Orientation dans les cristaux par le champ magnétique, VIII, 597; Biréfringence magnétique et électrique de la nitrobenzine, VIII, 600. — *Cotton et Weiss*. Rapport $\frac{e}{m}$, VIII, 686. — *Dufour*. Pouvoir rotatoire magnétique de la vapeur de fluorure de calcium au voisinage de leurs bandes d'absorption, VIII, 693. — *Skinner et Tool*. Propriétés optiques de lames minces magnétiques, VIII, 693. — *Hagenow*. Phénomène de Kerr, VIII, 707. — *Wood et Carter*. Spectre de fluorescence et de rotation magnétique des vapeurs de K, VIII, 706. — *Hyel*. Indice de réfraction d'un conducteur traversé par un courant, VIII, 711. — *Gouy*. Rayons magnéto-cathodiques, VIII, 929.

PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN. — *J. Becquerel*. Bandes d'absorption de cristaux dans un champ magnétique, VII, 495; des sels de didyme et d'erbium, VII, 586; Dispersion anormale et dispersion rotatoire magnétique, VII, 575; Phénomènes magnéto-optiques à basse température, VII, 581; Phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux, VIII, 294, 920, 938. — *Becquerel et Kamerlingh-Onnes*. Spectres d'absorption des terres rares, VIII, 234. — *Hull*. Influences des champs électriques sur les raies spectrales, VII, 707. — *Lohmann*. Phénomène de Zeeman, VII, 731. — *Miller*. Effet Zeeman sur les spectres du Mn et du Cr, VII, 735. — *Dufour*. Cas exceptionnel du phénomène de Zeeman, VII, 893. — *H. Becquerel*. Id., VII, 893. — *J. Becquerel*. Id., VII, 893. — *Dufour*. Phénomène de Zeeman dans les tubes à vide, VIII, 930; dans les spectres d'émission de vapeurs, VIII, 950. — *Becquerel*. Id. 930. — *Dufour*. Dyssimétrie de certaines raies d'émission, VIII, 956. — *J. Becquerel et Kamerlingh Onnes*. Spectres d'absorption des cristaux de terres rares dans un champ magnétique, VII, 903; VIII, 234. — *Geiger*. Effet longitudinal inverse de Zeeman, VII, 966, VIII, 431. — *Zeeman*. Décomposition magnétique des raies spectrales, VIII, 233. — *Dufour*. Phénomène de Zeeman, VIII, 237. — *Miller*. Effet Zeeman, VIII, 422. — *Woigt*. Id., VIII, 423. — *Purvis*. Id., VIII, 291. — *Stettenheimer*. Mesure absolue de l'effet Zeeman, VII, 427. — *Paschen*. Id., VIII, 523. — *Moore*. Division des lignes spectrales des métaux dans le champ magnétique, VIII, 377, 699. — *Ritz*. Champ magnétique des atomes et spectres à séries, VIII, 383. — *Runge*. Décomposition des lignes spectrales dans le champ magnétique, VIII, 514. — *Meslin*. Dichroïsme magnétique des terres rares, VIII, 957.

THÉORIES EN OPTIQUE. ÉLECTRONS. — *Laub*. Optique des corps en mouvement, VII, 966; VIII, 373. — *Laue*. Entraînement des ondes lumineuses par la matière en mouvement, VII, 971. Influence de la dispersion et de l'absorption sélectives sur la courbure d'ondes périodiques, VII, 983. — *J. Becquerel*. Electrons positifs, VIII, 77, 599. — *Schott*. Rayonnement des groupes d'électrons, VIII, 432. Discontinuité dans le mouvement des électrons, VIII, 371, 386. Hypothèses fondamentales de la théorie des électrons, VIII, 524. — *Erftle*. Propriétés optiques et théorie des électrons, VIII, 432, 863. — Calcul du nombre de Losmicht, VIII, 433. — *Joffé*. Vitesse initiale et nombre des électrons photoélectriques, VIII, 442. — *Ladenburg*. Id., VIII, 328. — *Havelock*. Polarisation électrique et magnétique,

VIII, 152. — *Wilson et Martyn*. Décharge électrique dans un champ magnétique radial, VIII, 208. — *J.-D. Van der Waals*. — Self-induction dans la théorie des électrons, VIII, 226. — *Lorentz*. Constitution de la lumière, VIII, 290. — *Righi*. Masse électromagnétique de l'électron, VIII, 299. — *Searle*. Force nécessaire pour arrêter une sphère électrisée en mouvement, VIII, 301. — *Stark*. Quantité élémentaire d'énergie, VIII, 302. — *Ritz*. Champ magnétique des atomes et spectres à séries, VIII, 383. — *J.-J. Thomson*. Origine électrique de la radiation des corps chauds, VIII, 301. — *Larmor*. Degré de liberté des électrons dans les métaux, VIII, 304. — *Königsberger*. Rapport entre la conductibilité calorifique et la conductibilité électrique, VIII, 514. — *Schenck*. Conductibilité électrique des alliages et théorie des électrons, VIII, 315. — *Scott*. Problème expérimental de la théorie des électrons, VIII, 317. — *Pockels*. Masse électromagnétique de l'électron, VIII, 521. — *Schidof*. Intégration des équations de Lorentz et Poincaré, VIII, 524. — *Perrin*. Grandeur des molécules et charge d'un électron, VIII, 612. — *Bloch*. Théorie de l'absorption dans les gaz, VIII, 689. — *Tronton et Rankine*. Résistance électrique de la matière en mouvement, VIII, 789. — *Nalanson*. Théorie électro-magnétique de l'extinction et à la dispersion dans les gaz, VIII, 862.

OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES. — *Courat*. Décroissement d'amortissement dû au rayonnement des conducteurs en forme de tige, VII, 76. — *Kiebitz*. Interférences des ondes hertziennes dans l'espace libre, VII, 82. — *Harms*. Ondes électromagnétiques le long d'un fil entouré d'une gaine isolante, VII, 88. — *Langwetz*. Ondes électriques à travers des réseaux non métalliques, VII, 399. — *Schaeffer*. Action des cylindres diélectriques sur les ondes électriques, VII, 399. — *Mandestam et Papalexi*. Production de vibrations rapides avec différence de phase, VII, 545. — *Czudnochowski*. Production d'oscillations électriques, VII, 541. — *Colley*. Spectre électrique de l'eau, VII, 740. — *Fleming*. Arc de Poulsen utilisé pour l'obtention d'oscillations continues, VII, 807. — *Zenneck*. Propagation le long d'un plan conducteur, VII, 968. — *Schaeffer et Laugwitz*. Conductibilité et propriétés des réseaux de Hertz, VII, 970. — *Cartmel*. Transmission anormale des ondes électriques, VIII, 50. — *Fountain et Blake*. Distribution de l'énergie émise par un excitateur de Righi, VIII, 53. — *Beaulard*. Dispersion électrique dans l'eau, VIII, 66. — *Hemsalech*. Harmoniques dans l'étincelle de self-induction, VIII, 71. — *Léauté*. Id., VIII, 71. — *Dieckmann*. Oscillations dans les circuits des condensateurs, VIII, 135. — *Wien*. Id., 182. — *Schmidt*. Oscillations électriques dans l'hydrogène, VIII, 293. — *Traubenberg et Monash*. Oscillations non amorties dans les mesures d'amortissement, VIII, 306. — *Corbino*. Oscillations dans un système dynamo condensateur, VIII, 460 : courants oscillants par accouplement d'un dynamo série avec un moteur en dérivation sans condensateur, VIII, 460 ; transformation directe de courants continus en oscillations persistantes de fréquence élevée, VIII, 460. — *Léauté*. Formule de Thomson relative à la décharge d'un condensateur, VIII, 691. — *Blair*. Passage des ondes à travers les lames minces, VIII, 695. — *Ives et Gowhdy*. Absorption des ondes courtes par l'air, VIII, 697. — *Vreeland*. Oscillateur à ondes sinusoïdales, VIII, 709. — *Webb*. Oscillateurs et récepteurs hertziens, VIII, 712. — *Colley*. Dispersion de l'alcool dans le spectre électrique, VIII, 834. — *Poincaré*. Diffraction des ondes hertziennes, VIII, 923.

TÉLÉGRAPHIE ET TÉLÉPHONE SANS FIL. — *Tissot*. Détecteur électrolytique, VII, 37. — *Brandes*. Amortissement et rendement en énergie de quelques dispositifs dans les transmetteurs, VII, 75. — *Ducretet*. Réglage et accord des récepteurs, VII, 487. — *Villard*. Génératrice destinée à la télégraphie sans fil, VII, 493. — *Gaiffe et Gunthner*. Transformateur à fuites magnétiques et à résonance, VII,

568. — *Schmidt*. Télégraphie sans fil dirigée, VII, 661 ; VIII, 505. Bolomètre, VIII, 292 ; amortissement, VIII, 293 ; Perturbations périodiques diurnes, VIII, 512. — *Fleming*. Théorie des antennes directrices, VII, 704. Oscillateurs magnétiques, VII, 817. — *Rybkin*. Le réseau radio-télégraphique et ses éléments, VII, 737. — *Abraham*. Détecteur électrolytique, VII, 898. — *Branly*. Révélateurs électrolytiques, VII, 900. Appareils de sécurité contre les étincelles perturbatrices, VIII, 600. — *Pierce*. Résonance dans la télégraphie sans fil, VIII, 43 ; Redresseur d'ondes cristallins, VIII, 50. — *Bellini et Tosi*. Télégraphie sans fil par ondes dirigées, VIII, 66. — *Austin*. Chercheur d'ondes hertziennes, VIII, 49. Détecteur thermo-électrique, VIII, 292. — *Tissot*. Id., 595. — *Culver*. Energie dans la télégraphie sans fil, VIII, 52. — *Jégou*. Sensibilité des détecteurs électrolytiques, VIII, 76. Association des détecteurs électrolytiques, VIII, 614 ; Renforcement du son perçu avec détecteur électrolytique, VIII, 922. — *Tissot et Pellin*. Récepteurs de signaux horaires, VIII, 117. — *Smidt*. Amortissement dans les systèmes expéditeur et récepteur, VIII, 293. — *Gati*. Mesure de courants reçus par la télégraphie sans fil, VIII, 294. — *Wintex*. Antenne reliée au pôle secondaire d'un transformateur de Tesla, VIII, 301. — *Wien*. Désaccord des systèmes couplés, VIII, 370. — *Rudenberg*. Réception des ondes, VIII, 380. — *Uller*. Transmetteur orienté de Marconi, VIII, 313. — *Turpain*. Ondes dirigées, VIII, 614, 916. — *Blondel, Id.*, VIII, 614. — *Colin et Jeance*. Téléphonie sans fil, VIII, 949. — *Petit*. Nouveau détecteur d'ondes, VIII, 956. — *Tissot*. Id., 956.

DÉCHARGES ÉLECTRIQUES. — *Blondel*. Réglage des transformateurs à résonance pour la production des décharges disruptives, VII, 89. — *Warburg et Leithauser*. Oxydation de l'azote dans l'action de l'effluve, VII, 405. — *Briner et Durand*. Formation de l'ozone à basse température, VII, 579. — *Hervog*. Abaissement de la différence de potentiel explosive par l'irradiation de l'exploseur, VII, 735 ; par les rayons cathodiques, VIII, 126. — *Jollos*. Chargés de haute fréquence, VII, 965. — *Tæpler*. Étincelles glissantes sur des lames de mica très minces, VII, 969 ; VIII, 365. Aigrette glissante à la surface des liquides, VIII, 383. — *Lorentz*. Effets de la décharge électrique sur la flamme de l'acétylène, VII, 972. — *Marbe*. Mouvement de flammes produit électriquement, VII, 982. — *Zéleny*. Décharges par les pointes, VIII, 54 ; Déperdition par les conducteurs en platine, VIII, 696 ; Influence de l'humidité, VIII, 702. — *Moreau*. Rayonnement et potentiel explosif, VIII, 16, 94. — *Almy*. Décharge dans les gaz et les vapeurs, VIII, 41. — *Winchester*. Effet de la température sur la décharge entre des métaux éclairés par la lumière ultraviolette, VIII, 51. — *Pringsheim*. Différence de potentiel minimum pour la décharge par les pointes, VIII, 122. — *Schuster*. Vitesse des particules métalliques dans la décharge par étincelles, VIII, 145. — *Eickhoff*. Étincelle de condensateurs, VIII, 290. Régulation des décharges de condensateurs, VIII, 305. — *Barkhausen*. Résistance de l'étincelle, VIII, 294. — *Béniske*. Jaillissement des condensateurs, VIII, 305. — *Heydweiller*. Amortissement et résistance de l'étincelle de décharge d'un condensateur, VIII, 371. — *Wesendonk*. Accroissement de la distance explosive, VIII, 521. — *Earhad*. Potentiels explosifs, VIII, 697. — *Hill*. Variation apparente de capacité d'un condensateur avec la durée de la décharge, VIII, 701. — *Léauté*. Stries des étincelles oscillantes, VIII, 925. — *Candrelie*. Décharges des inducteurs, VIII, 948.

DÉCHARGES DANS LES GAZ RARÉFIÉS. RAYONS CATHODIQUES. — *Geiger*. Rayonnement, température et potentiel dans les tubes à décharges, VII, 84. — *Villard*. Lumière positive et passage de l'électricité dans les gaz, VII, 325. — *Pentscheff*. Chute de potentiel de la lumière positive de l'hydrogène, VII, 648. — *Henry*. Décharge dans les tubes à vapeur d'eau, VIII, 33. — *Bottomley*. Effets mécaniques sur les feuilles d'or placées dans le vide, VIII, 205. — *Perkins*. Effet du redressement

du courant dans les tubes à vide, VIII, 314; Décharges discontinues dans les tubes de Geissler, VIII, 944. — *Reecke*. Décharge dans les tubes de Geisler, VIII, 382. — *Dufour*. Electrons positifs aux basses pressions dans certains tubes à décharge, VIII, 411. — *Madelung*. Rigidité diélectrique dans les gaz très raréfiés, VIII, 507. — *Lyman*. Lumière de très faible longueur d'onde émise par les tubes à vide, VIII, 703. — *Soddy* et *Mackensie*. Décharge dans les gaz monoatomiques, VIII, 777. — *Jervis-Smith*. Lueur dans un tube à vide se déplaçant dans un champ électrostatique, VIII, 782. — *Righi*. Déviation des ions engendrant les étincelles dues à un champ électrique transversal, VIII, 796. — *Reboul*. Actions électro-capillaires dans les gaz raréfiés, VIII, 932.

RAYONS CATHODIQUES ET ANODIQUES. RAYONS-CANAU. — *Laub*. Rayons cathodiques secondaires, VII, 409. — *Rau*. Rayons-canaux, VII, 236. — *Fuchtbauer*. Rayons-canaux et rayons cathodiques, VII, 237. Rayons secondaires, VII, 409. Rayonnement secondaire dérivé des rayons-canaux et réflexion de ceux-ci, VII, 537. Vitesse des rayons négatifs produits par les rayons-canaux, VII, 728. — *Gehrke*. Origine des rayons-canaux, VII, 540. — *Gelthoff*. Chute de potentiel cathodique, VIII, 130. — *Aston*. Espace sombre cathodique, VIII, 154, 773. — *Crookes*. Espace obscur des tubes à vide, VIII, 153. — *Swinton*. Effet mécanique des rayons-canaux, VIII, 207. — *Innes*. Vitesse des particules cathodiques, VIII, 209. — *Trowbridge*. Phosphorescence produite par les rayons-canaux, VIII, 308. — *Klupathy*. Action magnétique des rayons cathodiques, VIII, 371. — *Kinoshita*. Spectroscopie des rayons-canaux, VIII, 506. — *Dorn*. Rayons-canaux de l'H, hélium et argon, VIII, 527. — *Stormer*. Equation différentielle des trajectoires des corpuscules électrisés dans un champ magnétique, VIII, 609. — *Hutchins*. Variation de couleur de divers minéraux sous l'action des rayons cathodiques, VIII, 705. — *Parsons* et *Swinton*. Conversion du diamant en coke dans les vides élevés, VIII, 781. — *Righi*. Déviations électrostatiques des rayons cathodiques VIII, 795. — *Reichenheim*. Rayons anodiques, VII, 692. — *Gehrke* et *Reichenheim*. Id., 299, 387. Les rayons d'électricité positive, VIII, 299. — *Houllevigue*. Condensation des vapeurs sur les surfaces soumises aux projections cathodiques, VIII, 908. — *Gouy*. Rayons magnéto-cothodiques, VIII, 929.

Shasser et *Wien*. Effet Doppler des rayons-canaux, VII, 727. — *Stark*. Id. VII, 67; VIII, 145, 147, 304, 508, 521. — *Paschen*. Id., VII, 405, 408, 735, 971. — *Hull*. Id., VIII, 144, 145. — *Schuster*. Vitesse des particules métalliques dans la décharge par étincelle, VIII, 145.

RAYONS DE RÖNTGEN. — *Wien*. Calcul de la longueur d'impulsion des rayons de Röntgen, VII, 77. — *Haga*. Polarisation des rayons Röntgen et des rayons secondaires, VII, 318, 959; Absorption sélective, VII, 319, 959. — *J. D. van der Waals*. Longueur d'onde des rayons Röntgen, VII, 412; VIII, 227. — *Cooksey*. Rayons corpusculaires produits dans divers métaux par les rayons de Röntgen, VII, 477. — *Guilleminot*. Quantitomètre pour rayons X, VII, 571; Absorption et transmission des rayons X par les tissus animaux, VII, 903; Filtrage des rayons X par l'aluminium, VIII, 692, 921. — *Chanoz*. Action des rayons X sur les plaques photographiques, VII, 893. — *Faillant*. Radiographie des enfants, VIII, 64. — *Bouchacourt* et *Ménard*. Id., VIII, 64. — *Angever*. Dégagement de chaleur par absorption des rayons de Röntgen, VIII, 126. — *Bumstead*. Remarque, VIII, 372. — *Wind*. Origine des rayons Röntgen, VIII, 228. — *Trowbridge*. Application d'un champ magnétique longitudinal aux tubes produisant des rayons X, VIII, 308. — *Bumstead*. Effets thermiques, VIII, 312. — *Jensen*. Radiographie, VIII, 373. — *Waller* et *Pohl*. Diffraction des rayons de Röntgen, VIII, 383. — *Ménard*. Développement des clichés radiographiques, VIII, 598. — *Rieffet* et *Ménard*. Id., VIII, 598. — *Adams*. Spectres d'absorption des rayons X, VIII, 698.

Radioactivité.

SOURCES DE RADIATIONS ACTIVES. — *Markwald*. Polonium et radiotellure, VII, 239. — *Boltwood*. Radioactivité des sels de thorium, VII, 475. Nouvel élément radioactif, VII, 477; Ionium. Nouvel élément radioactif, VIII, 303, 310. Radioactivité des minéraux de l'uranium, VIII, 309. — *Dewar*. Emploi du radiomètre à la recherche des produits émis par les corps radioactifs, VII, 484. — *Szilard*. Radioactivité du molybdate d'uranyle, VII, 366; Radioplomb, VII, 893. — *Dienert et Bouquet*. Radioactivité des eaux et hydrologie, VII, 578. — *Gleditsch*. Lithium dans les minéraux radioactifs, VII, 580; Radium et uranium dans les minéraux radioactifs, VIII, 953. — *Strull*. Distribution du radium dans la croûte terrestre, VII, 708. Association de l'hélium et du thorium dans les minéraux, VIII, 773; Hélium et radioactivité dans les minéraux communs, VIII, 793. — *Büchner*. Composition de la thorianite et radioactivité relative de ses constituants, VII, 717. — *Dadourian*. Constituants de la radioactivité atmosphérique, VIII, 312. — *Gockel*. Substances radioactives dans l'atmosphère, VIII, 298. — *Eve*. Radium dans les roches de Montréal, VIII, 503. — *Elster et Geitel*. Radioactivité du plomb, VIII, 516. — *Bordas*. Radioactivité du sol, VIII, 685. — *Thwing*. Emission du fer et du cuivre fondus, VIII, 697. — *Allen*. Radioactivité d'une atmosphère en fumée, VIII, 702. — *Mac Leman*. Radioactivité des métaux communs et du sol, VIII, 703. — *Danne*. Produit radioactif de la série de l'uranium, VIII, 925.

Brochet. Radioactivité des eaux de Plombières, VII, 894. — *Garregon*. Radioactivité des eaux d'Ax, VIII, 78. — *Jentsch*. Radioactivité des sources minérales de Kissingen, VIII, 303. — *Schmidt*. Mesures de radioactivité à S. Joachimsthal, VIII, 505. Radioactivité des eaux du Taunus, VIII, 510. — *Henrich*. Radioactivité des eaux thermales de Wiesbaden, VIII, 510. — *Massol*. Radioactivité des eaux d'Uriage, VIII, 683. — *Besson*. Id., VIII, 683. — *Moureu et Lepage*. Radioactivité des sources de Bagnères-de-Luchon, VIII, 938.

ETUDE DES CORPS RADIOACTIFS. — *Precht*. Danger d'explosion du radium, VII, 235. — *Mercanton*. Id., VII, 235. — *Kucera et Masek*. Rayonnement du radiotellure et du polonium, VII, 239. — *M^{me} Curie*. Addition, VII, 239. — *Meyer et Schweidler*. Remarque, VII, 239. — *M^{me} Curie*. Constante de temps du polonium, VII, 238. Poids atomiques du radium, VII, 496. Action de la pesanteur sur le dépôt de radioactivité induite, VII, 566. — *Meyer*. Absorption des rayons α du radium F par les métaux, VII, 241; VIII, 523. — *Kucera*. Remarque, VIII, 510. — *Greinacher*. Fluorescence du verre, mica, quartz sous l'action du polonium, VII, 241. Détermination thermique de la radioactivité, VIII, 122. — *Jorissen et Ringer*. Actions chimiques des rayons du radium, VII, 321. — *Dreyer et Hamsen*. Coagulation de l'albumine par l'action de la lumière ultra-violette et de l'hélium, VII, 491. — *Sarrasin et Tommasina*. Radioactivité induite, VII, 495. — *Danne*. Id., VII, 898. — *Kolowrat*. Emanation, VII, 496. — *Buff*. Déviation électrostatique des rayons α du radio-tellure, VII, 707. — *Logeman*. Productions de rayons secondaires, VII, 711. — *Rudge*. Action du radium et de certains autres sels sur la gélatine, VII, 717. — *Bronson*. Effet de la température sur l'activité du radium, VII, 722. — *Gleditsch*. Lithium dans les minerais radioactifs, VII, 897. — *Ramsay et Cameron*. Id., VII, 897. — *Schmidt*. Reflexion et absorption des rayons β , VII, 964. — *Adams*. Absorption des rayons α par les gaz et les vapeurs, VIII, 43. — *Duane*. Rayons secondaires des rayons α , VIII, 66. — *Sarrazin et Tommasina*. Courbe de désactivation des conducteurs, VIII, 74. — *Cheneveau et Laborde*. Mesure VIII, 161. — *Dewar*. Emploi du radiomètre pour l'observation

des faibles pressions gazeuses, VIII, 212. — *Stark et Geitel*. Emission lumineuse de l'air et de l'hélium sous l'influence des rayons α , VIII, 291. — *Schmidt*. Passage des rayons β de l'actinium à travers la matière, VIII, 299. — *Levin*. Teneur en radium des préparations d'uranium, VIII, 299. — Rayonnement de l'uranium X, VIII, 527; Propriétés de l'uranium et de l'actinium, VIII, 511. — *Bragg*. Dispersion des rayons α , VIII, 303. — *Boltwood*. Vie du radium, VIII, 311, 701. — *Taylor*. Vitesse des particules α , VIII, 316. — *Coy et Ashman*. Etalon de radioactivité, VIII, 317. — *Meyer et Régéner*. Rayonnement des substances radioactives, VIII, 384. — *Mackensie*. Radiation secondaire, VIII, 499. — *Schott*. Radioactivité du radium, VIII, 501. — *Soddy et Mackensie*. Relations entre l'uranium et le radium, VIII, 503. — *Hahn*. Élément intermédiaire dans le thorium, VIII, 516. — *Bucherer*. Mesure. sur les rayons de Becquerel, VIII, 523. — *Pegram et Webb*. Chaleur développée dans l'oxyde de thorium, VIII, 704. — *Crowther*. Dispersion des rayons β de l'uranium par la matière, VIII, 781. — *Thorpe*. Poids atomique du radium, VIII, 785. — *Mac Clelland*. Rayons β secondaires, VIII, 791. — *Debièrme*. Décomposition de l'eau par les sels du radium, VIII, 935. — *Kernbaum*. Id., VIII, 935. — *Hanriot*. Rayonnement des sels de potassium, VIII, 939. — *Fischauer*. Influence du radium sur la vitesse de cristallisation, VIII, 947. — *Duane*. Dégagement de chaleur, VIII, 952, 958. — *Blanquies*. Comparaison entre les rayons α de diverses substances, VIII, 960.

Dennis et Haveley. Nature chimique de l'émanation du radium, VIII, 49. — *Makover et Russ*. Effet des hautes températures sur l'émanation du radium, VIII, 158. — *Rumelin*. Emanation du radium, VIII, 300. — *Perkins*. Poids moléculaire de l'émanation du radium, VIII, 313. — *Ashman*. Emanation du radium dans l'atmosphère, VIII, 314. — *Blanc*. Constante de dissociation du radiothorium, VIII, 519. — *Boltwood*. Produits ultimes de la dissociation des éléments radioactifs, VIII, 509. — *Greinacher et Kernbaum*. Produits gazeux de la transformation du polonium, VIII, 519. — *M^{me} Curie et M^{me} Gleditsch*. Action de l'émanation du radium sur les solutions de sels de cuivre, VIII, 604. — *M^{me} Curie*. Formation de brouillard en présence de l'émanation du radium, VIII, 636. — *Moore*. Diminution de l'émanation du radium dissoute dans l'eau, VIII, 793. — *Brichat*. Coefficient de diffusion et d'émanation, VIII, 933. — *Debièrme*. Emanation du radium, VIII, 949. — *Laborde*. Condensation de l'émission du radium, VIII, 955.

(Pour l'ionisation par radioactivité, voir chapitre suivant.)

Cingovatoff. Action des vapeurs d'essence de térébenthine sur la plaque photographique, VII, 739.

Ionisation des gaz.

GÉNÉRALITÉS. — *Bloch*. Ionisation de l'air par barbotage, VII, 481; par la lumière ultra-violette, VIII, 63, par le phosphore, VIII, 683. — *De Broglie*. Id., VII, 481. — *Ehrenfest*. Stabilité des électrons de Bucherer et de Langevin VII, 545. — *Righi*. Rencontre entre électrons, ions, atomes et molécules, VII, 589. — *Sagnac*. Remarque, VII, 617. — *Philipps*. Vitesses ioniques dans l'air à différentes températures, VII, 709. — *Blanc*. Mobilité des ions dans les gaz, VII, 825. — *De Broglie*. Gaz provenant des étincelles électriques, VII, 904; Centres électrisés de faible mobilité, VIII, 869. — *De Broglie et Brizard*. Charge électrique des particules en suspension dans les gaz, VIII, 953; Examen microscopique des centres chargés en suspension dans l'air, VIII, 69. — *Davis*. Énergie nécessaire pour ioniser une molécule par choc d'ions négatifs, VIII, 42. — *Keon*. Variation diurne de l'ionisation de l'air, VIII, 55. — *Langevin*. Recombinaison des ions, VIII, 69. — *Davidson*. Effet de la lumière ultra-violette, VIII, 295. — *Griffith*. Relation entre la quantité de lumière ultra-violette qui tombe sur une lame

de zinc électrisée négativement et la quantité d'électricité mise en liberté, VIII, 503. — *Karnigsberger*. Déperdition électrique en différents lieux du globe, VIII, 506. — *Salles*. Diffusion des ions gazeux, VIII, 613. — *Millikan* et *Begeman*. Charge d'un ion négatif, VIII, 697. — *Strong*. Ionisation en vase clos, VIII, 704. — *Erickson*. Ionisation des gaz aux pressions élevées, VIII, 711. — *Pomeroy*. Excès d'électrisation négative produit par pulvérisation des liquides, VIII, 711. — *Townsend*. Charge des ions positifs et négatifs dans les gaz, VIII, 782. — *Bonacini* et *Nicolis*. Conductibilité électrique de l'air, VIII, 795. — *Perkins*. Effet sélectif dans l'ionisation des gaz par un champ alternatif, VIII, 926. — *Meynier*. Catalyse par humidité, VIII, 934. — *Houllevigue*. Ionisation par les canalisations à haute tension, VIII, 938.

IONISATION PAR RADIOACTIVITÉ. — *Laby*. Ionisation totale des différents gaz par les rayons α de l'uranium, VIII, 202. — *Kleman*. Ionisation des gaz par les rayons α , β , γ , VIII, 203. — *Jaffé*. Ionisation des isolants par le radium, VIII, 375. — *Hoffman*. Vitesse de migration des ions et valence du thorium X, VIII, 526. — *Rothé*. Influence de la pression sur l'ionisation produite dans les gaz par les rayons X, VIII, 680. — *Ham*. Distribution de l'énergie ionisante autour des tubes à rayons X, VIII, 698. — *Allen*. Parcours et ionisation totale des particules α , VIII, 709. — *Moulin*. Combinaison initiale des ions produits dans les gaz par les particules α , VIII, 961. •

IONISATION PAR LES CORPS CHAUDS. — *Richardson*. Ionisation par le platine chaud, VII, 740; VIII, 707. — *Cathiard*. Emploi des flammes comme soupapes des courants alternatifs de haute tension, VII, 890. — *Gold*. Vitesse des ions négatifs dans les flammes, VIII, 152. — *Horton*. Décharge d'électricité négative provenant du calcium chaud et de la chaux, VIII, 154. — *Deiniger*. Emission d'ions négatifs par quelques métaux incandescents, VIII, 370. — *Martyn*. Décharge de l'électricité émanée des corps chauds, VIII, 504. — *Davidson*. Rôle des électrodes dans la conductibilité des flammes, VIII, 694. — *Brown*. Energie cinétique des ions positifs émis par le platine chauffé, VIII, 712. — *Wilson*. Effet de l'hydrogène sur la décharge d'électricité négative provenant du platine chaud, VIII, 787. — *Moreau*. Ions négatifs d'une flamme, VIII, 925, 947.

NOYAUX DE CONDENSATION. — *Elster* et *Geitel*. Diminution de mobilité des ions dans le brouillard, VII, 241. — *Barkow*. Formation du brouillard, VII, 411. — *Barus*. Cycles successifs de couronnes, VII, 478. Décroissance avec le temps du nombre d'ions dans la chambre de condensation, VII, 478. Efficacité de l'enceinte à condensation avec bouchon à robinet, VII, 558. Noyaux de condensation. VIII, 53. Répartition, VIII, 123; dans l'eau pure, VIII, 308. Etalonnage de la chambre de condensation à l'aide de l'électromètre de Thomson, VIII, 315. Constante de Thomson, VIII, 315. — *Przibram*. Condensation des vapeurs dans les gaz ionisés, VIII, 527.

PHOTO ET ACTINO-ÉLECTRICITÉ. — *Wilson*. Décharge photo-électrique, VII, 400. — *Baudeuf*. Action de la lumière ultra-violette sur les faux équilibres chimiques, VII, 675. — *Buisson*. Remarques, VII, 952. — *Baudeuf*. Réponse, VII, 953. — *Allen*. Fatigue photo-électrique du zinc, VII, 721. — *Halwachs*. Id., VII, 728, 786. — *Dember*. Propriétés photoélectriques des métaux, VII, 970. — *Mélander*. Production d'électricité statique par l'action de la chaleur et de la lumière, VII, 809. — *Millikan* et *Winchester*. Photoélectricité et température, VIII, 500. — *Christler*. Activité photoélectrique des métaux, VIII, 708.

Météorologie et Physique cosmique.

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *Teisserenc de Bort*. Distribution de la température sous le cercle polaire Nord, VII, 486; aux diverses latitudes, VIII, 932. — *Henriet et Bonysy*. Ozone et acide carbonique de l'air, VIII, 68. — *Arctowsky*. Variation à longue durée des phénomènes atmosphériques, VIII, 319; Influence de la lune sur la vitesse des vents, VIII, 319; en Russie, VIII, 319. — *Teisserenc de Bort*. Gaz rares de l'atmosphère, VIII, 601. — *Mallock*. Température des couches supérieures de l'air, VIII, 792. — *Arctowsky*. Variation de la répartition de la pression atmosphérique, VIII, 932. — *Angot*. Variabilité des moyennes barométriques, VIII, 943. — *Hildebrand-Hildebrandson*. Types de saisons, VIII, 955.

MÉTÉOROLOGIE OPTIQUE. — *Rolla*. Reproduction expérimentale du mirage, VII, 665. — *Van de Sande Backhuysen*. Réfraction atmosphérique, VIII, 235. — *Kohlbrausch*. Unipolarité dans les mesures de dispersion atmosphérique, VIII, 295. — *Esclangon*. Illuminations crépusculaires, VIII, 606. — *Nichols*. Théorie des couleurs du ciel, VIII, 703.

ELECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Villard*. Les rayons cathodiques et l'aurore boréale, VII, 429; Induction et aurores boréales, VIII, 616. — *De Fonvielle*. Incendie spontané des ballons en pleine atmosphère, VII, 484. — *Benndorf*. Electromètre pour l'électricité atmosphérique, VII, 536. — *Nodon*. Action électrique du Soleil et de la Lune au pic du Midi, VII, 567; Perturbations dans la charge terrestre, VIII, 614. — *Bellia*. Dispersion électrique sur l'Etna, VII, 664. — *Violle*. Les engins grêlifuges, VII, 899; Orage à grêle ayant suivi le parcours d'une ligne d'énergie électrique, VIII, 605. — *Bay*. Foudre en boule, VII, 902. — *Kurz*. Radioactivité et mesures relatives à l'électricité atmosphériques, VIII, 141. — *Conrad*. Mesure des chutes de potentiel dans l'air, VIII, 296. — *Daunderer*. Mesure de l'électricité atmosphérique, VIII, 517. — *Nicolas*. Effluves lumineux continus pendant les orages, VIII, 687. — *Wilson*. Gradient de potentiel électrique de l'atmosphère, VIII, 792. — *Halluite*. Orage sur mer, VIII, 941.

MAGNÉTISME TERRESTRE. — *Civera et Batelli*. Activité solaire et perturbations magnétiques, VII, 576. — *Cady*. Déclinomètre enregistreur, VII, 725. — *Moureaux*. Valeur des éléments magnétiques au Val Joyeux au 1^{er} janvier 1908, VII, 891; au 1^{er} janvier 1909, VIII, 923. — *Brunhes et David*. Composante verticale du magnétisme terrestre, VIII, 63. — *Colin*. Observations magnétiques à Tananarive, VIII, 74. — *Nordmann*. Déterminations magnétiques dans le bassin oriental de la Méditerranée, VIII, 78. — *Mayer*. Variomètre pour inclinaison et déclinaison magnétique, VIII, 385. — *Birkeland*. Cause des orages magnétiques, VIII, 610; *Stormer*. Id., VIII, 610. — *Brunhes*. Courants telluriques entre stations d'altitude différente, VIII, 692; Orages magnétiques et aurores boréales, VIII, 916; Courants telluriques d'induction dans les régions polaires, VIII, 955. — *Schuster*. Variation diurne du magnétisme terrestre, 776. — *Dunoyer*. Compas électromagnétique, VIII, 797.

PHYSIQUE TERRESTRE. — *Matha*. Intensité de la pesanteur à Booth-Vandel, VII, 494. — *Konigsberger*. Gradient de la température du sol, VII, 547. — *Costanzi*. Déplacement des maxima de l'anomalie de la pesanteur, VII, 571. — *Martlienssen*. Boussole gyroscopique, VII, 652. — *Ebert*. Variation des latitudes,

VII, 773. — *Lallemand*. Mouvements généraux du sol, VII, 891. — *Baumgart*. — Action réciproque de la terre et d'un pendule, VII, 979. — *Martel*. Variations de la température de la source de la Sainte-Baume, VIII, 60. — *Mendel*. Température des eaux thermales des Pyrénées orientales, VIII, 72. — *Strutt*. Origine des gaz des eaux minérales, VIII, 208. — *Brunhes* et *David*. La caverne respirante du Puy-de-Dôme, VIII, 298. — *Loktine*. Congélation des rivières, VIII, 439. — *Maillard*. Expérience de cours relative à la rotation de la terre, VIII, 608. — *Berget*. Méthode gravimétrique pour la mesure des hautes altitudes, VIII, 917. — *Suldry*. Lithologie des fonds de l'étang de Thau, VIII, 938.

SÉISMES. — *Bigourdan*. Tremblement de terre du 26 mars 1908, VII, 906. — *Schuster*. Mouvement superficiel causé par les ondes sismiques, VII, 973. — *Herglotz*. Propagation des ondes sismiques, VII, 976. — *Montessus de Ballore*. Constructions asismiques, VIII, 75. — Latitudes et tremblement de terre, VIII, 614; Interprétation des ondes de la phase principale des sismogrammes, VIII, 921. — *Galitzine*. Sismographe à enregistrement galvanométrique à distance, VIII, 610. — *Angot*. Enregistrement des perturbations sismiques, VIII, 615; Tremblement de terre du 23 janvier, 9 février, 11 juin 1909, VIII, 923. — *Eginitis*. Id., VIII, 923. — *Angot*, *Cicera*, *Comassola* et *Eginitis*. Tremblement de terre du 28 décembre 1908, VIII, 917. — *Sola*. Microsismes de longue durée, VIII, 690. — *Lippmann*. Enregistrement de l'accélération absolue des mouvements sismiques, VIII, 919. — *Crémieu*. Emploi de la balance de torsion comme sismographe, VIII, 944.

Océans. — *Letalle*. Transparence et couleur de l'eau de mer de la Manche, VII, 373. — Relief picnométrique de la Manche, VIII, 685. — *Chevalier*. Etude d'une série d'échantillons d'eau de mer, VII, 891. — *Thoulet*. Diminution de salure de l'eau de mer filtrée à travers du sable, VII, 892; Influence de la déflation sur la constitution des fonds océaniques, VIII, 690; Remplissage du fond de l'Océan, VIII, 74; Poussière ferrugineuse d'origine cosmique dans l'Océan, VIII, 928

PHYSIQUE CÉLESTE. — *Wallace*. Filtre de radiations pour la photographie astronomique, VII, 165. — *Hartmann*. Spectro-comparateur, VII, 166. — *Julius*. Distribution de la lumière dans les bandes d'absorption, VII, 320. — *Tolver Preston*. Questions d'astronomie physique, VII, 808. — *Baillaud*. Erreurs systématiques des reproductions des réseaux de la carte du ciel, VII, 904. — *Hale*. Cœlostât à télescope vertical, VIII, 148. — Héliomicromètre, VIII, 150; Spectrohéliographe, VIII, 151. — *Albrecht*. Distorsion de la gélatine sur les plaques photographiques, VIII, 151. — *De la Baume-Pluvinel*. Lunette zénithale photographique, VIII, 919. — *Deslandres*. Spectrohéliographe, VIII, 939.

Tikhoff. Dispersion apparente de la lumière dans l'espace interstellaire, VIII, 600, 924. — *Stein*, *Lebedew*, *Nordmann*. Id., VIII, 600.

SOLEIL. — *Mitchel*. Observations solaires à Princeton, VII, 461. — *Hale*, *Adam* et *Gale*. Cause des phénomènes caractéristiques des taches solaires, VII, 163. — *Hale*. Flocculi de l'hydrogène, VIII, 75. Champs magnétiques des taches solaires, VIII, 461. — *Hale* et *Adams*. Spectre du limbe et du centre du soleil, VIII, 430. — *Chevalier*. Eclat du bord intérieur de la pénombre dans les taches solaires, VII, 166. Taches solaires, VIII, 150. — *Cortie*. Relation entre les régions troubles de la surface solaire et la couronne, VII, 168. — *Meslin*. Renversement complexe des raies dans les couches chromosphériques, VII, 454. — *Wundt*. Température du Soleil, VII, 643. — *Angstrom*. Etude de la radiation solaire, VII, 701. — *Dyson*. Longueurs d'onde des spectres obtenus pendant les

éclipses de soleil de 1900, 1901, 1905, VII, 713. — *Féry et Millochau*. Rayonnement calorifique du Soleil, VII, 894. — *Millochau*. Température du soleil et constante solaire, VIII, 347. — *Goldhammer*. Id., VIII, 443. — *Nordmann*. Dispersion de la lumière dans l'espace céleste, VII, 895. — *Tikhoff*. Id., VII, 895. — *Lebedew*. Id., VII, 895. — *Deslandres*. Rotation et éclat des diverses couches atmosphériques du soleil, VIII, 75; Classe particulière de rayons qui peuvent être émis par le soleil, VIII, 605. — *Durand Gréville*. Id., VIII, 605. — *Deslandres et d'Azambuya*. Couche supérieure du calcium dans l'atmosphère solaire, VIII, 603, 940. — *Nichols*. Absence d'ondes de très grandes longueurs dans le spectre du soleil, VIII, 450. — *Nagaraga*. Raies affaiblies dans le spectre des taches solaires, VIII, 452. — *Perot*. Rotation du soleil, VIII, 603. — *Buisson et Fabry*. Comparaison des spectres du centre et du bord du Soleil, VIII, 960.

PLANÈTES. — *Bigourdan*. Passages de Mercure devant le Soleil, VII, 569. — *Lowell*. Température de la surface des planètes, VII, 803. Vapeur d'eau dans l'atmosphère de Mars, VII, 902. — *Lowell*. Spectre des grosses planètes, VIII, 608.

LUNE. *Wery*. Température de la Lune, VII, 167. — *Stebbins et Brown*. Intensité lumineuse de la lune, VIII, 454.

ÉTOILES. — *Adam*. Raies des taches du Soleil dans le spectre d'Arcturus; VII, 161. — *Albrecht*. Types spectraux stellaires, VII, 167. — *Rozet*. Ombres volantes et scintillation, VII, 896. — *Plaskett*. Spectrohéliographie des étoiles, VIII, 149. — *Lunt*. Europium dans les étoiles, VIII, 155. — *Cortie*. Variabilité de Mira Ceti et température des taches solaires, VIII, 452. — *Nordmann*. Particularités nouvelles des étoiles variables à courte période, VIII, 594. — *Bergstrand*. Observation photographique des étoiles, VIII, 692; Détermination photographique de la couleur des étoiles, VIII, 942.

MÉTÉORES. — *Barnard*. Observations photographiques de la comète Giacobini, VII, 165. — *Deslandres et Bernard*. Comète Daniel en 1907, VII, 566. — *Chrétien*. Id., VII, 566. — *Deslandres*. Plan de l'étude physique des comètes, VII, 576. — *Smith*. Alliages fer-nickel météoriques, VIII, 156. — *Trowbridge*. Nature physique des traînées des étoiles filantes, VIII, 451. — *Blajko*. Spectres de deux météores, VIII, 454. — *Deslandres et Bernard*. Recherches spectrales sur la comète Morehouse c 1908, VIII, 686. — *Deslandres et Bosler*. Id., VIII, 686. — *De la Baume-Pluvinel et Baltet*. Id., VIII, 936. — *Deslandres Bernard et Bosler*. Id., VIII, 937. — *Bosler*. Variation d'éclat de la comète d'Ecke et période des taches solaires, VIII, 959.

Histoire de la physique.

Bosscha. Simon Marius, VII, 322. — *Lermantoff*. Les travaux de Mendeleeff relatifs aux propriétés des corps gazeux, VII, 737. — Nécrologie. Mascart, VII, 745. — *Dutoit*. Revue de la chimie physique en 1906, VII, 910. — *Ph.-A. Guye*. Humphry Davy, VII, 911. — *Fischer*. Hautes écoles destinées aux candidats à l'enseignement de la physique, VII, 978. — *Hoppe*. A la mémoire de Léonard Euler, VII, 979. — *Janet*. Histoire et état actuel des unités électriques fondamentales, VIII, 529.

VII, 773. — *Lallemand*. Mouvements généraux du sol, VII, 891. — *Baumgart*, — Action réciproque de la terre et d'un pendule, VII, 979. — *Martel*. Variations de la température de la source de la Sainte-Baume, VIII, 60. — *Mendel*. Température des eaux thermales des Pyrénées orientales, VIII, 72. — *Strutt*. Origine des gaz des eaux minérales, VIII, 208. — *Brunhes et David*. La caverne respirante du Puy-de-Dôme, VIII, 298. — *Lokline*. Congélation des rivières, VIII, 439. — *Maillard*. Expérience de cours relative à la rotation de la terre, VIII, 608. — *Berget*. Méthode gravimétrique pour la mesure des hautes altitudes, VIII, 947. — *Suldry*. Lithologie des fonds de l'étang de Thau, VIII, 938.

SÉISMES. — *Bigourdan*. Tremblement de terre du 26 mars 1908, VII, 906. — *Schuster*. Mouvement superficiel causé par les ondes sismiques, VII, 973. — *Herglotz*. Propagation des ondes sismiques, VII, 976. — *Montessus de Ballore*. Constructions asismiques, VIII, 75. — Latitudes et tremblement de terre, VIII, 614; Interprétation des ondes de la phase principale des sismogrammes, VIII, 921. — *Galitzine*. Sismographe à enregistrement galvanométrique à distance, VIII, 610. — *Angot*. Enregistrement des perturbations sismiques, VIII, 615; Tremblement de terre du 23 janvier, 9 février, 11 juin 1909, VIII, 923. — *Eginitis*. Id., VIII, 923. — *Angot, Cicera, Comassola et Eginitis*. Tremblement de terre du 28 décembre 1908, VIII, 917. — *Sola*. Microsismes de longue durée, VIII, 690. — *Lippmann*. Enregistrement de l'accélération absolue des mouvements sismiques, VIII, 919. — *Crémieu*. Emploi de la balance de torsion comme sismographe, VIII, 944.

Océans. — *Letalle*. Transparence et couleur de l'eau de mer de la Manche, VII, 573. — Relief picnométrique de la Manche, VIII, 685. — *Chevalier*. Etude d'une série d'échantillons d'eau de mer, VII, 891. — *Thoulet*. Diminution de salure de l'eau de mer filtrée à travers du sable, VII, 892; Influence de la déflation sur la constitution des fonds océaniques, VIII, 690; Remplissage du fond de l'Océan, VIII, 74; Poussière ferrugineuse d'origine cosmique dans l'Océan, VIII, 928

PHYSIQUE CÉLESTE. — *Wallace*. Filtre de radiations pour la photographie astronomique, VII, 165. — *Hartmann*. Spectro-comparateur, VII, 166. — *Julius*. Distribution de la lumière dans les bandes d'absorption, VII, 320. — *Tolver Preston*. Questions d'astronomie physique, VII, 808. — *Baillaud*. Erreurs systématiques des reproductions des réseaux de la carte du ciel, VII, 904. — *Hale*. Cœlostât à télescope vertical, VIII, 148. — Héliomicromètre, VIII, 150; Spectrohéliographe, VIII, 151. — *Albrecht*. Distorsion de la gélatine sur les plaques photographiques, VIII, 151. — *De la Baume-Pluvinel*. Lunette zénithale photographique, VIII, 919. — *Deslandres*. Spectrohéliographe, VIII, 939.

Tikhoff. Dispersion apparente de la lumière dans l'espace interstellaire, VIII, 600, 924. — *Stein, Lebedew, Nordmann*. Id., VIII, 600.

SOLEIL. — *Mitchel*. Observations solaires à Princeton, VII, 161. — *Hale, Adam et Gale*. Cause des phénomènes caractéristiques des taches solaires, VII, 163. — *Hale*. Flocculi de l'hydrogène, VIII, 75. Champs magnétiques des taches solaires, VIII, 461. — *Hale et Adams*. Spectre du limbe et du centre du soleil, VIII, 150. — *Chevalier*. Éclat du bord intérieur de la pénombre dans les taches solaires, VII, 166. Taches solaires, VIII, 150. — *Cortie*. Relation entre les régions troubles de la surface solaire et la couronne, VII, 168. — *Meslin*. Renversement complexe des raies dans les couches chromosphériques, VII, 454. — *Wundt*. Température du Soleil, VII, 643. — *Angstrom*. Etude de la radiation solaire, VII, 701. — *Dyson*. Longueurs d'onde des spectres obtenus pendant les

éclipses de soleil de 1900, 1904, 1905, VII, 713. — *Féry et Millochau*. Rayonnement calorifique du Soleil, VII, 894. — *Millochau*. Température du soleil et constante solaire, VIII, 347. — *Goldhammer*. Id., VIII, 443. — *Nordmann*. Dispersion de la lumière dans l'espace céleste, VII, 895. — *Tikhoff*. Id., VII, 895. — *Lebedew*. Id., VII, 895. — *Deslandres*. Rotation et éclat des diverses couches atmosphériques du soleil, VIII, 75; Classe particulière de rayons qui peuvent être émis par le soleil, VIII, 605. — *Durand Gréville*. Id., VIII, 605. — *Deslandres et d'Azambuya*. Couche supérieure du calcium dans l'atmosphère solaire, VIII, 603, 940. — *Nichols*. Absence d'ondes de très grandes longueurs dans le spectre du soleil, VIII, 450. — *Nagaraga*. Raies affaiblies dans le spectre des taches solaires, VIII, 452. — *Perot*. Rotation du soleil, VIII, 603. — *Buisson et Fabry*. Comparaison des spectres du centre et du bord du Soleil, VIII, 960.

PLANÈTES. — *Bigourdan*. Passages de Mercure devant le Soleil, VII, 569. — *Lowell*. Température de la surface des planètes, VII, 803. Vapeur d'eau dans l'atmosphère de Mars, VII, 902. — *Lowell*. Spectre des grosses planètes, VIII, 608.

LUNE. *Wery*. Température de la Lune, VII, 167. — *Stebbins et Brown*. Intensité lumineuse de la lune, VIII, 454.

ÉTOILES. — *Adam*. Raies des taches du Soleil dans le spectre d'Arcturus, VII, 161. — *Albrecht*. Types spectraux stellaires, VII, 167. — *Rozet*. Ombres volantes et scintillation, VII, 896. — *Plaskett*. Spectrohéliographie des étoiles, VIII, 149. — *Lunt*. Europium dans les étoiles, VIII, 155. — *Cortie*. Variabilité de Mira Ceti et température des taches solaires, VIII, 452. — *Nordmann*. Particularités nouvelles des étoiles variables à courte période, VIII, 594. — *Bergstrand*. Observation photographique des étoiles, VIII, 692; Détermination photographique de la couleur des étoiles, VIII, 942.

MÉTÉORES. — *Barnard*. Observations photographiques de la comète Giacobini, VII, 165. — *Deslandres et Bernard*. Comète Daniel en 1907, VII, 566. — *Chrétien*. Id., VII, 566. — *Deslandres*. Plan de l'étude physique des comètes, VII, 576. — *Smith*. Alliages fer-nickel météoriques, VIII, 156. — *Trowbridge*. Nature physique des traînées des étoiles filantes, VIII, 451. — *Blajko*. Spectres de deux météores, VIII, 454. — *Deslandres et Bernard*. Recherches spectrales sur la comète Morehouse c 1908, VIII, 686. — *Deslandres et Bosler*. Id., VIII, 686. — *De la Baume-Pluvinel et Baltet*. Id., VIII, 936. — *Deslandres Bernard et Bosler*. Id., VIII, 937. — *Bosler*. Variation d'éclat de la comète d'Ecke et période des taches solaires, VIII, 959.

Histoire de la physique.

Bosscha. Simon Marius, VII, 322. — *Lermantoff*. Les travaux de Mendeleeff relatifs aux propriétés des corps gazeux, VII, 737. — Nécrologie. Mascart, VII, 745. — *Dutoit*. Revue de la chimie physique en 1906, VII, 910. — *Ph.-A. Guye*. Humphry Davy, VII, 911. — *Fischer*. Hautes écoles destinées aux candidats à l'enseignement de la physique, VII, 978. — *Hoppe*. A la mémoire de Léonard Euler, VII, 979. — *Janet*. Histoire et état actuel des unités électriques fondamentales, VIII, 529.

TOURS

IMPRIMERIE DES LIS FRÈRES

6, rue Gambetta, 6

TOURS

IMPRIMERIE DES LIS FRÈRES

6, rue Gambetta, 6
