

COURS
DE PHYSIQUE
DE
L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.



COURS DE PHYSIQUE

DE

L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

PAR M. J. JAMIN,

TROISIÈME SUPPLÉMENT,

PAR

M. BOUTY,

Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.

RADIATIONS. — ÉLECTRICITÉ. — IONISATION.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1906

(Tous droits réservés.)

AVERTISSEMENT.

Ce troisième Supplément, qui paraît à plus de 6 ans de distance du deuxième, a une étendue à peu près double. Dans l'intervalle écoulé, l'étude plus approfondie des rayons cathodiques, des phénomènes de la radioactivité et, en général, de tout ce qui touche au passage de l'électricité à travers les gaz, a donné naissance à une nouvelle conception de la conductivité électrique et de la constitution intime de ce que l'on appelait autrefois *les fluides électriques*. L'atome des chimistes a cessé d'être considéré comme insecable. Sa dissociation en deux éléments de grosseur très inégale donne naissance à deux électrons, l'un positif, l'autre négatif, dont les propriétés permettent d'interpréter les différences d'action, depuis longtemps connues, des électricités des deux signes. La foi des savants à l'égard de la non transmutabilité de la matière est ébranlée; la notion même de masse matérielle tend à être absorbée par celle de l'inertie électromagnétique.

Une transformation si profonde des idées qui dirigent actuellement les physiciens dans une voie féconde en découvertes, doit provoquer une transformation parallèle dans nos méthodes d'enseignement. Il est désormais impossible de se désintéresser de théories qui ont déjà

relié et éclairé tant de faits épars, demeurés jusqu'ici en dehors du cadre de l'enseignement élémentaire.

Ajoutons que le Congrès de Physique de 1900 a été marqué par la publication d'une série extrêmement remarquable de Rapports, rédigés par des savants de premier ordre et relatifs à toutes les branches de la Physique. Ces Rapports ont mis au point, pour l'enseignement, toute une série de matières controversées ou imparfaitement connues jusque-là.

Parmi les Chapitres nouveaux qui peuvent, dès aujourd'hui, entrer dans le cadre d'un Traité de Physique, nous nous sommes bornés, pour la publication de ce Supplément, à ceux qui ont trait à l'étude du rayonnement et de l'électricité, en insistant particulièrement sur l'ionisation des gaz.

Comme dans les Suppléments précédents, de nombreux renvois aux Mémoires originaux et aux Volumes de la dernière édition du *Cours de Physique* permettront au lecteur soit d'approfondir davantage les matières nouvelles, soit de les rattacher plus aisément au corps de doctrines qu'il possédait déjà.



COURS DE PHYSIQUE

DE

L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.

RADIATIONS.



CHAPITRE I.

ÉMISSION DES CORPS NOIRS. — PRESSION DE RADIATION (1).

Émission et absorption. — Réalisation objective du corps idéalement noir. — Appareils modernes pour l'étude de la chaleur rayonnante. — Microradiomètre. — Lois expérimentales du rayonnement des corps noirs : I. Loi de Stefan. Mesure absolue de la constante de la loi de Stefan; II. Loi du déplacement de Wien; III. Répartition de l'énergie dans le spectre du corps noir. — Émission du platine poli et des corps noirs réels.

Pression exercée par la radiation. — Valeur de la pression de radiation. — Signification théorique de la loi de Stefan. — Expériences de M. Lebedef. — Expériences de MM. Nichols et Hull. — Importance de la pression de radiation au point de vue cosmique.

ÉMISSION ET ABSORPTION. — La transmission de l'énergie lumineuse dans l'espace est attribuée à l'éther, matière par-

(1) Pour tout ce Chapitre, on consultera avec fruit les rapports de M. W. WIEN, *Sur les lois théoriques du rayonnement*; de M. LUMMER, *Sur le rayonnement des corps noirs*, et de M. LEBEDEF, *Sur les forces de Maxwell-Bartoli dues à la pression de la lumière* (*Rapports au Congrès international de Physique*, t. II, 1900, p. 23, 41 et 133).

faitement transparente et qui, par elle-même, paraît absolument incapable de modifier l'état vibratoire qu'elle transmet.

L'émission et l'absorption des radiations sont le fait de la matière pondérable, dont les relations avec l'éther sont encore bien imparfaitement connues.

Nous distinguerons l'émission par *incandescence* et l'émission par *luminescence*. Ces expressions un peu vagues correspondent par exemple à la radiation d'un morceau de platine chauffé au rouge blanc d'une part, à la radiation d'un bâton de phosphore humide, exposé à l'air et placé dans l'obscurité, d'autre part. Sans être en mesure de préciser les conditions dont dépend la luminescence, nous dirons que l'émission ou l'absorption d'un corps se fait par incandescence ou qu'elle est *purement calorifique*, si la totalité de l'énergie que le corps reçoit de la radiation absorbée est convertie en chaleur ou si, réciproquement, la totalité de l'énergie radiante qu'il émet a été produite aux dépens de son énergie calorifique. C'est dans cette condition seulement que les lois de l'émission et de l'absorption formulées par Kirchhoff ⁽¹⁾ ont une signification précise.

Rappelons qu'à la température ordinaire le noir de fumée absorbe à peu près complètement les radiations qu'il reçoit, et qu'il n'est nullement luminescent. C'est le type vulgaire des *corps noirs*, à l'émission et à l'absorption desquels on compare l'émission et l'absorption des autres corps à rayonnement purement calorifique. Mais, dans ce qui va suivre, nous ferons abstraction de toute matière particulière, et nous définirons comme *corps noir idéal*, un corps tel qu'il absorbe la totalité d'une radiation quelconque qui le frappe, et que l'énergie correspondante est entièrement transformée en chaleur.

Considérons une enceinte close portée à une température invariable. La température d'un corps, placé dans cette enceinte et en équilibre thermique avec elle, est indépendante de sa position dans l'enceinte et égale à celle de l'en-

(1) Voir t. III, 3^e fasc., p. 175 et suiv.

ceinte. C'est précisément là la définition expérimentale des températures.

Dans ces conditions, le corps rayonne vers l'enceinte une quantité d'énergie précisément égale à celle qu'il en reçoit. Soient A son pouvoir absorbant total, c'est-à-dire la fraction de l'énergie incidente qu'il absorbe, E son pouvoir émissif total, c'est-à-dire la quantité totale d'énergie qu'il rayonne par unité de surface, e le pouvoir émissif total d'un corps parfaitement noir, dont le pouvoir absorbant est, par définition, égal à 1; enfin I l'énergie incidente par unité de surface. On a respectivement pour le corps considéré et pour le corps noir

$$(1) \quad \begin{cases} AI = E, \\ I = e, \\ \frac{E}{A} = e. \end{cases}$$

L'extension de cette relation fondamentale à chaque longueur d'onde, c'est-à-dire à chaque variété monochromatique d'énergie, est chose beaucoup plus délicate. On sait comment Kirchhoff ⁽¹⁾ y parvient par la considération hypothétique d'un corps à rayonnement purement calorifique, et n'émettant cependant de la chaleur que d'une seule longueur d'onde. Cette conception peut laisser quelques doutes dans l'esprit ⁽²⁾.

Nous désignerons par E_λ , A_λ , les pouvoir émissif et absorbant, pour la radiation de longueur d'onde λ , d'un corps non luminescent; par e_λ , le pouvoir émissif du corps parfaitement noir pour la même radiation. La relation de Kirchhoff est

$$(1 \text{ bis}) \quad \frac{E_\lambda}{A_\lambda} = e_\lambda.$$

Sans essayer d'en donner une démonstration nouvelle, nous

⁽¹⁾ Voir t. III, 3^e fasc., p. 177. Voir, dans le rapport de M. PRINGSHEIM (*Congrès de Physique*, t. II, p. 102, 103), une forme différente de la démonstration.

⁽²⁾ La loi d'émission d'un corps à rayonnement purement thermique ne semble pas pouvoir être considérée *a priori* comme absolument arbitraire. Voir en particulier la Note ⁽¹⁾, p. 5.

nous bornerons à quelques remarques de nature à en préciser la portée.

Supposons que cette relation (1 bis) n'est pas vérifiée pour certaines radiations, par exemple que le corps P considéré absorbe plus de vert et moins de rouge qu'il n'en émet et que cependant l'équilibre de température est établi entre ce corps et une enceinte close parfaitement noire qui le renferme. Inversement l'enceinte recevra de lui moins de vert et plus de rouge qu'elle ne lui en cède.

Nous considérons la composition de la radiation complexe émise par un corps à rayonnement purement calorifique comme dépendant seulement de la nature du corps et de la température. Ainsi l'enceinte et le corps en équilibre thermique continueront indéfiniment à émettre le même ensemble de radiations qui caractérise chacun d'eux à cette température, c'est-à-dire que le corps P produira incessamment la transformation d'énergie calorifique verte en énergie calorifique rouge, tandis que l'enceinte produira la transformation inverse. Admettre l'exactitude de la relation (1 bis) c'est donc considérer un tel système de transformations comme incompatible avec l'équilibre purement thermique (1).

Il ne faut pas se dissimuler qu'il y a là une extension de la notion brute de température telle qu'elle résulte des expériences vulgaires, invoquées d'ordinaire pour sa définition expérimentale.

Dans les conditions où l'équation (1 bis) est applicable, Kirchhoff a démontré que *le rayonnement intérieur à une enceinte à température uniforme dont les parois possèdent un rayonnement purement thermique ne dépend plus de la nature de ces parois, mais de la température seule*. En effet,

(1) Quand il n'y a pas équilibre thermique, on observe une transformation des radiations consécutive de l'absorption par les corps noirs. *Mais cette transformation s'effectue toujours dans le sens des longueurs d'onde croissantes*. Ainsi on peut échauffer un corps noir par des radiations lumineuses qu'il transforme complètement en radiations infra-rouges, tant que sa température n'atteint pas 400°. L'intensité de cette transformation tend vers zéro quand la température du corps noir échauffé tend vers la température de l'enceinte.

nous pouvons considérer un corps noir en équilibre de température avec cette enceinte, et alors le rayonnement qui remplit l'enceinte est identique à celui du corps noir à la même température, sans quoi nous retomberions sur le système continu de transformations inverses d'énergie calorifique de longueurs d'onde différentes que nous avons considéré comme incompatible avec l'équilibre thermique des corps à rayonnement purement calorifique.

Le mécanisme de l'équilibre qui subsiste, dans ce cas, malgré la différence possible de la loi des pouvoirs émissifs, résulte de la réflexion ou de la diffusion de la portion des radiations du corps noir qui n'est pas absorbée par les parois de l'enceinte. Ces radiations reviennent en totalité au corps noir et sont à nouveau absorbées par lui après un nombre fini ou infini de réflexions et de diffusions, sans qu'il y ait à invoquer aucune transformation de radiations du genre de celle que nous avons écartée (1).

RÉALISATION OBJECTIVE DU CORPS IDÉALEMENT NOIR. — Nous insisterons sur la dernière conséquence que nous avons tirée de l'équation (1 bis), parce qu'elle a été employée à la réalisation objective du corps idéalement noir.

Constituons une enceinte close à température constante avec des corps non luminescents. Nous pouvons, sans modifier essentiellement ses propriétés, la munir d'un orifice, pourvu que la surface rayonnante ainsi supprimée soit négligeable par rapport à la surface rayonnante totale. La radiation émise au dehors différera infiniment peu de celle qui se trouverait en équilibre dans l'enceinte, si celle-ci était absolument close, c'est-à-dire que *cette radiation est la radiation caractéristique du corps noir idéal.*

(1) D'après ce mécanisme, l'identité de radiations n'existe cependant, avant l'introduction du corps noir dans l'enceinte, qu'à la condition expresse que l'émission E_λ des parois de l'enceinte n'est pas nulle quand e_λ diffère lui-même de zéro. On voit donc qu'on ne peut considérer *a priori* la loi de variation de E_λ comme absolument arbitraire [voir ci-dessus, Note (2), p. 3] si toutefois l'on veut conserver cette conséquence de la formule (1 bis).

MM. Lummer et Pringsheim (1) donnent à l'enceinte une forme et une constitution différentes suivant les températures à réaliser. A des températures comprises entre 0° et 100° ce sera une enceinte en cuivre à doubles parois entre lesquelles circule un courant d'eau chaude. La paroi est revêtue intérieurement de noir de fumée. De 100° à 200° on pourra remplacer l'eau ou la vapeur d'eau par un liquide bouillant à une température plus haute. Pour les basses températures on se servira d'un bain de gaz liquéfié, par exemple d'un bain d'air liquide.

De 200° à 600° les mêmes auteurs emploient une sphère de cuivre creuse, chauffée dans un bain de nitre fondu et continuellement agité.

Au-dessus de 600° et jusqu'à 1300°, ils font usage d'un four Perrot à double enveloppe chauffé par la flamme du gaz.

Enfin MM. Lummer et Kurlbaum (2) ont étendu leurs expériences jusqu'à 1800° à l'aide d'un tube réfractaire enveloppé d'une feuille mince de platine rendue incandescente par un courant.

APPAREILS MODERNES POUR L'ÉTUDE DE LA CHALEUR RAYONNANTE.

— Pour l'étude de la chaleur rayonnante, on emploie, depuis les recherches de Leslie, des appareils thermoscopiques sensibles qui, soumis à l'action de la radiation, prennent, par rapport au milieu ambiant, un excès de température très faible θ . D'après la loi de Newton (3), cet excès θ est proportionnel à l'énergie calorifique absorbée. Grâce à un dispositif approprié, ces appareils manifestent l'échauffement de leur organe sensible par une indication mesurable, proportionnelle à l'excès de température θ et par suite, en dernière analyse, proportionnelle à l'intensité de la radiation. On emploie le plus habituellement une pile thermoélectrique

(1) LUMMER et PRINGSHEIM, *Wied. Ann.*, t. LXIII, 1897, p. 375, et *Drude's Ann.*, t. III, 1900, p. 159.

(2) LUMMER et KURLBAUM, *Verh. d. Phys. Ges. Berlin*, t. XVII, 1898.

(3) Voir t. II, 3^e fasc., p. 205.

ou un bolomètre. Les deux sortes d'appareils peuvent être amenés à un degré de sensibilité tout à fait comparable.

La pile thermo-électrique de Melloni, associée au galvanomètre de Nobili, a rendu de grands services dans le passé. C'est cependant un appareil de sensibilité médiocre, trop ramassé de forme, auquel il est difficile de donner une largeur aussi faible qu'au fil ou au ruban métallique d'un bolomètre. La pile de Melloni a en outre l'inconvénient de laisser perdre, par conductibilité, une part trop importante de la chaleur incidente. On préfère actuellement former la pile thermoélectrique d'un assez grand nombre de couples de fils fins de fer et de constantan placés dans une caisse métallique à parois épaisses et de petit volume, à l'intérieur de laquelle règne une température très sensiblement constante. La sensibilité peut atteindre le millionième de degré ⁽¹⁾.

On doit à M. Féry ⁽²⁾ une disposition intéressante de la pile thermoélectrique, adaptée à l'étude de divers foyers de radiation. Le couple thermoélectrique unique est formé de deux fils fins croisés, analogues par leurs dimensions à ceux qui forment le réticule d'une lunette et disposés, de la même manière, au foyer d'un objectif. Suivant l'usage auquel on destine l'appareil, l'objectif est de verre ou de fluorine. La croisée de fils porte une petite lame d'argent noircie, qui reçoit le faisceau de rayons concentré par l'objectif.

Pour faire usage de cet appareil, on y adjoint un oculaire et on le braque comme une lunette sur la source calorifique à étudier. Celle-ci sera parfaitement utilisée si son image focale est exactement recouverte par la petite lame d'argent. Dans ces conditions, l'indication du galvanomètre joint à l'appareil est proportionnelle à l'énergie calorifique qui a traversé l'objectif. Quand on fait usage de l'objectif de fluorine, transparent pour toutes les radiations, tout au moins dans des limites pratiques, il n'y a de perte que par la réflexion aux surfaces de l'objectif. L'appareil est alors un instrument de laboratoire délicat. L'objectif de verre élimine à peu près

⁽¹⁾ PASCHEN, *Wied. Ann.*, t. XLVIII, 1893, p. 277.

⁽²⁾ FÉRY, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 7^e série, t. XXVII, 1902, p. 454.

complètement les radiations infra-rouges, et ne peut être utilisé que pour fournir industriellement des indications empiriques.

MICORADIOMÈTRE. — Le microradiomètre, imaginé par M. Vernon-Boys (1), est un appareil d'une extrême sensibilité. C'est un couple cuivre-constantan formant un cadre fermé sur lui-même et suspendu, par un fil de cocon, dans un champ magnétique intense. Le constantan est placé à la partie supérieure du cadre, dans la région la plus faible du champ. Le couple porte deux petites plaques d'argent noircies placées sur les soudures et tournées en sens inverse, et vers l'extérieur.

Dans cet appareil le couple directeur, extrêmement faible, provient de l'action du champ sur le constantan, alliage très faiblement magnétique. Le couple déviateur est dû à l'action électromagnétique exercée par le même champ sur le courant thermoélectrique développé dans le cadre. La résistance du cadre est fort petite, et l'intensité du courant qui le traverse, par suite l'intensité de l'action électromagnétique, peuvent être sensibles pour une différence de température excessivement faible.

On peut communiquer à un microradiomètre une sensibilité telle qu'on obtienne une déviation appréciable par une bougie placée à 2^{km}. On doit alors faire usage d'un miroir concave de 40^{cm} d'ouverture pour concentrer les rayons sur l'une des plaques du microradiomètre. Dans les mêmes conditions on met en évidence la cent cinquante millième partie du rayonnement lunaire.

L'inconvénient du microradiomètre, comme de tous les appareils trop sensibles, c'est d'avoir un zéro instable, susceptible de se déplacer d'une manière continue et irrégulière.

Le radiomètre de Crookes (2) peut aussi être employé comme instrument de mesure très sensible mais seulement pour les radiations susceptibles de traverser une paroi de verre.

(1) V. Boys, *Proc. of the Royal Soc.*, t. XLVI, 1892, p. 204.

(2) Voir la Note (1) de la page 25.

LOIS EXPÉRIMENTALES DU RAYONNEMENT DES CORPS NOIRS. — I. LOI DE STEFAN. — Dans les limites les plus larges, le rayonnement total d'un corps noir (pouvoir émissif total e) varie proportionnellement à la quatrième puissance de la température absolue.

Cette loi empirique, énoncée par Stefan (¹), fut d'abord vérifiée par lui au cours d'une étude critique des travaux déjà exécutés à son époque.

Stefan signale l'erreur assez importante due à la conductivité calorifique du corps en expérience, quand on emploie la méthode du refroidissement (²). On évalue en effet la température moyenne T' d'un corps rayonnant auquel on a donné la forme d'un thermomètre. Mais le rayonnement a lieu exclusivement par la surface externe de l'enveloppe thermométrique, dont la température T doit seule être prise en considération. La température T est toujours inférieure à T' .

Si l'on cherche à évaluer cette cause d'erreur et qu'on en tienne compte, on reconnaît, avec Stefan, que les recherches de Dulong et Petit, de Despretz, de la Provostaye et Desains (³) ne s'écartent pas sensiblement de la loi proposée. Un assez grand nombre de recherches, postérieures au Mémoire de Stefan, mais antérieures à la réalisation expérimentale du corps noir, ont tantôt confirmé, tantôt infirmé l'exactitude absolue de la loi de Stefan, suivant que les conditions relatives au corps rayonnant se trouvaient plus ou moins approximativement réalisées.

Les expériences dont nous allons reproduire les résultats sont dues à MM. Lummer et Pringsheim (⁴); elles ont été faites à l'aide des enceintes rayonnantes que nous avons décrites. Les températures sont rapportées à l'échelle du thermomètre à azote. Les quantités de chaleur rayonnées (2^e colonne du Tableau) sont déduites d'expériences bolométriques

(¹) STEFAN, *Wiener Ak. Berichte*, 2^e série, t. LXXIX, 1879, p. 391; voir t. III, 3^e fasc., p. 168.

(²) Voir t. II, 3^e fasc., p. 207-219.

(³) Voir t. II, 3^e fasc., p. 218 et suiv.; t. III, 3^e fasc., p. 167.

(⁴) LUMMER et PRINGSHEIM, *Drude's Ann.*, t. III, 1900, p. 159; voir aussi *Rapports au Congrès international de Phys.*, t. II, p. 78 et suiv.

et exprimées en unités arbitraires (déviations galvanométriques rapportées à des conditions de sensibilité uniformes : même distance du bolomètre à l'orifice, température de 17° de l'enceinte du bolomètre, etc.). L'avant-dernière colonne du Tableau donne les valeurs de la température calculées en supposant la loi de Stefan exacte et en prenant, pour valeur de la constante σ de la formule

$$e_T - e_{290} = \sigma(T^4 - 290^4)$$

exprimant la loi de Stefan (enceinte à 17° C.), la valeur moyenne qui se déduit des expériences (1).

	T (obs.).	Dév. réd.	T (calc.).	T (obs.) - T (calc.).
Vapeur d'eau	373,1	156	374,6	- 1,5
Étuve à salpêtre..	492,5	638	492	- 0,5
	723,0	3320	724,3	- 1,3
Four Perrot.....	745	3810	749,1	- 4,1
	789	4440	778,0	+ 11,0
Étuve à salpêtre..	810	5150	806,5	+ 3,5
	868	6910	867,1	+ 0,9
Four Perrot.....	1092	16400	1074	+ 18
	1112	17700	1095	+ 17
	1378	44700	1379	- 1
	1470	57400	1468	+ 2
	1497	60600	1488	+ 9
	1535	67800	1531	+ 4

De nouvelles expériences de MM. Lummer et Kurlbaum (2) ont été poussées jusqu'à 1800° et ont établi que, jusque-là, la loi de Stefan conduit à des résultats parfaitement corrects.

MESURE ABSOLUE DE LA CONSTANTE DE LA LOI DE STEFAN. —

Pour déterminer en valeur absolue la constante σ de la loi de Stefan, M. Kurlbaum (3) opère de la manière suivante : Après avoir soumis son bolomètre à la radiation directe du corps noir, il supprime cette radiation et dirige à travers la branche sensible du bolomètre un courant compensateur d'intensité

(1) Cette valeur est $\sigma = 1,238 \cdot 10^{-8}$ (unités arbitraires indiquées ci-dessus).

(2) LUMMER et KURLBAUM, *Verh. d. Phys. Ges. Berlin*, t. XVII, 1898.

(3) KURLBAUM, *Wied. Ann.*, t. LXV, 1898, p. 746.

telle que l'appareil revienne précisément à la même indication. Il suffit de connaître l'intensité du courant et la résistance de la branche du bolomètre, pour déterminer en valeur absolue la quantité de chaleur versée par le rayonnement. C'est, on le voit, une véritable opération de double pesée.

Le Tableau suivant présente en regard les valeurs de la constante σ , déduites des expériences de divers observateurs.

	$\sigma \cdot 10^{12}$.
Lehnebach (1).....	1,10
Kundt et Warburg (2)	1,01 et 1,11
Graetz (3).....	1,08
Christiansen (4)	1,21
Kurlbaum.....	1,28

Nous adopterons pour σ la valeur

$$\sigma = 1,28 \cdot 10^{-12}$$

obtenue par M. Kurlbaum.

II. LOI DU DÉPLACEMENT DE WIEN. — À mesure que la température du corps noir s'élève, la composition moyenne de la radiation émise se modifie; considérée en particulier, l'intensité de chaque radiation élémentaire croît avec la température, mais l'accroissement relatif est fonction de la longueur d'onde; l'ordonnée maximum e_m de la courbe construite en prenant pour abscisses les longueurs d'onde λ , pour ordonnées les intensités des radiations rapportées au spectre normal, c'est-à-dire précisément les pouvoirs émissifs e_λ définis ci-dessus, se déplace, quand la température s'élève, vers les longueurs d'onde décroissantes.

(1) LEHNEBACH, *Pogg. Ann.*, t. CLI, 1874, p. 96.

(2) KUNDT et WARBURG, *Pogg. Ann.*, t. CLVI, 1876, p. 207. Le nombre 1,01 est celui que les auteurs ont tiré de leurs expériences, Le nombre 1,11 est un nombre corrigé, tiré par M. Graetz des données de MM. Kundt et Warburg.

(3) GRAETZ, *Wied. Ann.*, t. XI, 1880, p. 913.

(4) CHRISTIANSEN, *Wied. Ann.*, t. XXI, 1884, p. 364.

M. Wien (1) a cru pouvoir admettre, d'après les principes sur lesquels repose la théorie cinétique, qu'au sein d'un corps solide rayonnant, comme dans un gaz, les vitesses des molécules vibrantes s'écartent de leur moyenne conformément aux lois du hasard (loi de répartition des vitesses de Maxwell-Boltzmann). Cette hypothèse, jointe à l'application des principes de la Thermodynamique, l'a conduit à la loi suivante : Si l'on désigne par λ_m la longueur d'onde correspondant à l'ordonnée maximum e_m à la température absolue T, par A une constante, on a

$$(2) \quad \lambda_m T = A.$$

Cette loi avait été aussi proposée par M. H.-F. Weber (2) et par M. von Kövesligethy (3).

En combinant la loi du déplacement avec la loi de Stefan, W. Wien arrive encore à la formule

$$(3) \quad e_m T^{-5} = B,$$

dans laquelle B est une nouvelle constante.

Les deux lois de W. Wien sont bien vérifiées par des expériences spectrobolométriques de MM. Lummer et Pringsheim (4). Le spectre était produit par un spectroscopie catoptrique à prisme de fluorine et étudié à l'aide d'un bolomètre linéaire de MM. Lummer et Kurlbaum, de 0^m,6 de large et d'épaisseur égale à 0^m,1. Le spectroscopie et le bolomètre étaient placés dans une même caisse, dans laquelle l'air était parfaitement desséché et débarrassé d'acide carbonique, pour atténuer le plus possible l'absorption par le gaz. Les résultats obtenus à l'aide du spectre prismatique étaient ensuite rapportés au spectre normal par une méthode analogue à celle de Mouton (5).

(1) W. WIEN, *Berl. Ak. Berichte*, t. VI, p. 56; *Wied. Ann.*, t. LII, 1894, p. 132.

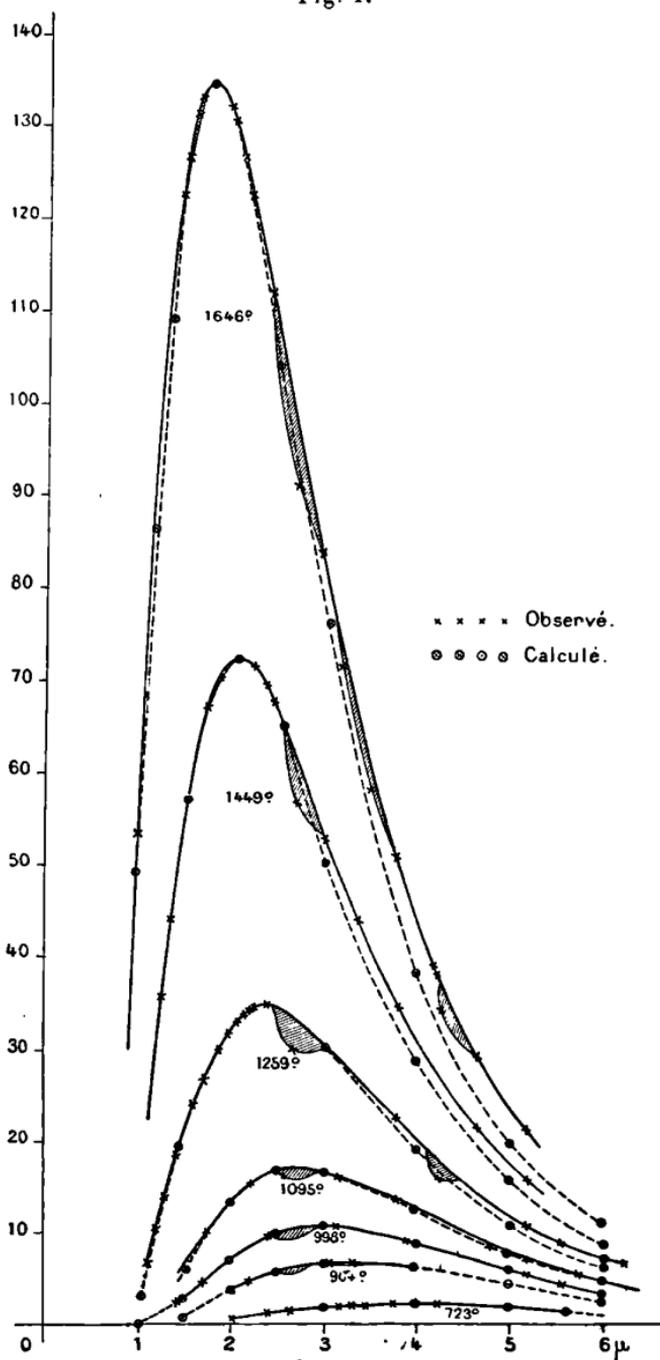
(2) H.-F. WEBER, *Berl. Ak. Berichte*, t. II, 1898, p. 933.

(3) VON KÖVESLIGETHY, *Grundzüge einer theoretischen Spectralanalyse*. Halle, 1890.

(4) LUMMER et PRINGSHEIM, *Verh. d. deutsch. Phys. Ges.*, t. I, 1899.

(5) Voir t. III, 3^e fasc., p. 28.

Fig. 1.



La figure 1 (courbes en traits pleins) reproduit les courbes d'énergie ainsi obtenues. Le Tableau suivant donne : 1° les valeurs de λ_m et de e_m relevées sur les courbes; 2° les valeurs qui s'en déduisent pour les constantes A et B des formules (2) et (3); enfin 3° les valeurs de la température absolue calculées en adoptant la valeur moyenne de B et d'après la valeur mesurée de e_m .

T (obs.).	λ_m .	e_m .	A.	B.10 ²⁷ .	T (calc.).	T (calc.) - T (obs.).
621,2	4,53	2,026	2814	2190	621,3	+ 0,1
723	4,08	4,28	2950	2166	721,5	- 1,5
908,5	3,28	13,66	2980	2208	910,1	+ 1,6
998,5	2,96	21,5	2956	2166	996,5	- 2
1094,5	2,71	34,0	2966	2164	1092,3	- 2,2
1259,0	2,35	68,8	2959	2176	1257,5	- 1,5
1460,4	2,04	145,0	2979	2184	1460,0	- 0,4
1646	1,78	270,6	2928	2246	1653,5	+ 7,5
Moyenne.....			2940	2188		

L'accord est aussi parfait que possible. On doit donc regarder les deux lois de Wien comme vérifiées par l'expérience.

III. RÉPARTITION DE L'ÉNERGIE DANS LE SPECTRE DU CORPS NOIR.

— Tandis que les physiciens allemands sont d'accord pour reconnaître l'exactitude de la loi de Stefan et des lois (2) et (3) du déplacement de Wien, ils n'ont pu encore élucider complètement la loi de la répartition de l'énergie dans le spectre du corps noir.

D'après W. Wien, cette loi serait représentée par la formule

$$(4) \quad e_\lambda = C\lambda^{-5} e^{-\frac{c}{\lambda^4}},$$

dans laquelle C et c sont deux constantes. On déduit aisément de la formule (4) les trois lois expérimentales que nous venons de vérifier, ainsi que les valeurs des constantes σ , A et B des formules (1), (2) et (3) en fonction de C et c.

MM. Paschen (1) et Wanner (2) ont fait des expériences nombreuses, en vue de déterminer C et c; mais, d'après MM. Lummer et Pringsheim (3), la formule de W. Wien serait insuffisante pour représenter correctement leurs propres expériences. Ainsi les constantes C et c déterminées par une même série d'expériences, pour diverses valeurs de la température, et par conséquent de l'abscisse λ_m et de l'ordonnée e_m maximum, auraient les valeurs suivantes :

λ_m	1 μ , 21	1 μ , 96	2 μ , 20	3 μ , 63	4 μ , 56
c.....	13510	13810	14240	14800	16510
C.10 ¹¹	1067	1219	1449	1771	2261

qui sont nettement croissantes avec la longueur d'onde λ_m .

Sur la figure 1 les courbes en pointillé se rapportent aux valeurs de l'intensité, telles qu'elles devraient être, en conservant les abscisses et les ordonnées maximum données par l'expérience si la formule (4) de Wien était rigoureuse.

D'après la formule de Wien, e_λ reste fini même quand on fait croître indéfiniment la température T. M. Thiesen (4) a proposé la formule

$$(5) \quad e_\lambda = C(T\lambda)^{\frac{1}{2}} \lambda^{-5} e^{-\frac{c'}{\lambda T}},$$

qui satisfait aux trois lois expérimentales (1), (2), (3), mais qui, contrairement à la formule (4) de Wien, donne des valeurs de e_λ croissant sans limite avec la température. En faisant dans la formule de M. Thiesen

$$c' = 4,5 T \lambda_m = 4,5 A,$$

on représente fidèlement les expériences de M. Lummer, et particulièrement celles qu'il a effectuées avec de grandes valeurs de la longueur d'onde, en employant un prisme de fluorine, dont la transparence dans l'infra-rouge s'étend extrêmement loin.

(1) PASCHEN, *Berl. Ak. Berichte*, 2^e série, t. CVIII, 1899-1900, p. 959.

(2) WANNER, *Drude's Ann.*, t. II, 1900, p. 141.

(3) LUMMER et PRINGSHEIM, *Drude's Ann.*, t. III, 1900, p. 159.

(4) M. THIESEN, *Verh. d. deutsch. Phys. Gesell.*, t. II, 1900.

MM. Lummer et Jahnke (1) ont proposé une formule plus générale

$$(6) \quad e_{\lambda} = C' T^{\nu} (T\lambda)^{-\mu} e^{-\frac{c'}{(\lambda T)^{\nu}}},$$

où les constantes C' et c' ont les valeurs

$$C' = (E_m T^{-5}) (T\lambda_m)^{\nu} e^{\frac{\mu}{\nu}},$$

$$c' = \frac{\mu}{\nu} (T\lambda_m)^{\nu}.$$

La formule (6), dans laquelle les constantes μ , ν demeurent arbitraires, contient comme cas particulier toutes les formules proposées antérieurement. Si l'on y fait $\mu = 5$, $\nu = 1$, on a la formule de Wien. Avec $\mu = 4,5$, $\nu = 1$, la formule (6) reproduit celle de M. Thiesen.

Au degré d'approximation qu'elles comportent, les expériences de M. Lummer sont bien représentées par la formule (6) pour toute une série de couples de valeurs de μ et de ν entre les deux limites

$$\begin{aligned} \mu &= 4,5, & \nu &= 1, \\ \mu &= 5, & \nu &= 0,9. \end{aligned}$$

La formule (4) de Wien devrait donc être abandonnée; mais la question de savoir si les valeurs de e_{λ} croissent ou non sans limite, quand T croît indéfiniment, demeure en suspens.

ÉMISSION DU PLATINE POLI ET DES CORPS NOIRS RÉELS. — Après la radiation du corps noir idéal, il convient d'étudier celle des corps réels noirs ou non, mais dénués de luminescence.

MM. Lummer et Kurlbaum (2) ont étudié l'émission E_{λ} du platine poli. Une lame de platine très mince est repliée de manière à former une enceinte close, dans l'intérieur de laquelle se trouve un couple thermo-électrique roulé en spi-

(1) LUMMER et JAHNKE, *Drude's Ann.*, t. III, 1900, p. 283.

(2) LUMMER et KURLBAUM, *Verh. d. deutsch. Phys. Gesell.*, t. XVII, 1899.

rale. Un courant électrique porte la lame de platine à une température élevée, mesurée par le couple thermo-électrique, et la radiation est reçue sur un bolomètre. Les auteurs pensent que la température de la surface extérieure, rayonnante, de la lame de platine, ne pouvait être de plus de 2° inférieure à la température interne, mesurée par le couple.

Ils trouvent que la loi exprimée par la formule (2) du déplacement de Wien

$$(2) \quad \lambda_m T = \text{const.}$$

est applicable. Mais la constante A qui était égale à 2940 pour le corps noir, se réduit ici à 2630. Le maximum d'émission du platine est donc déplacé, par rapport à celui du corps noir idéal à la même température, vers les petites longueurs d'onde.

En ce qui concerne les ordonnées maximum, on trouve aussi une loi

$$(3 \text{ bis}) \quad E_m T^{-\alpha} = \text{const.}$$

analogue à la loi (3) de Wien. Mais l'exposant α est égal, non à 5, mais à 6. L'ordonnée maximum croît donc suivant une loi plus rapide que pour les corps noirs; cependant elle demeure toujours inférieure, dans les limites des expériences, aux ordonnées d'émission du corps noir correspondant à la même longueur d'onde et à la même température. En d'autres termes, les courbes d'émission du platine poli sont comprises entièrement entre l'axe des abscisses et les courbes caractéristiques du corps noir à la même température.

Il résulte de la modification de l'exposant α , relatif à la deuxième loi de Wien que l'émission totale E du platine poli obéit à une loi analogue à la loi de Stefan; mais il faut remplacer la quatrième puissance de la température par la cinquième.

En résumé, le rayonnement du platine poli peut être représenté, dans son ensemble, soit par une formule

$$(7) \quad E_\lambda = C \lambda^{-\alpha} e^{-\frac{c}{\lambda T}}$$

analogue à la formule de Wien [type adopté par M. Paschen (1)], soit par une formule plus complexe du type proposé par MM. Lummer et Jahnke.

Des expériences analogues aux précédentes furent effectuées par MM. Lummer et Kurlbaum (2) sur l'oxyde de fer, le noir de fumée et le noir de platine. Elles sont représentées par la formule (7), en faisant $\alpha = 5,5$ pour l'oxyde de fer et presque exactement $\alpha = 5$ pour les deux corps noirs réels, pourvu que ceux-ci soient employés en couche suffisamment épaisse. Dans ce dernier cas on retombe donc sur la formule (4). La radiation du noir de fumée et celle du noir de platine se confondent presque exactement avec celle du corps noir idéal.

PRESSION DE RADIATION.

PRESSION EXERCÉE PAR LA RADIATION. — Parmi les lois expérimentales que nous avons énumérées, il faut faire une place à part à la loi de Stefan. Elle a été établie théoriquement par M. Boltzmann, comme une conséquence nécessaire des principes de la Thermodynamique. La démonstration de M. Boltzmann se fonde sur la considération d'une pression exercée sur les corps par la radiation qui les frappe.

L'existence d'une telle pression a d'abord été invoquée par Maxwell (3), comme une conséquence de sa théorie électromagnétique de la lumière. Mais elle peut être établie en dehors de la théorie électromagnétique, ainsi que Bartoli (4) l'a montré le premier.

Dans l'éther où une radiation se propage avec la vitesse V , l'unité de volume possède à un instant quelconque une quantité d'énergie égale à l'énergie propagée par seconde divisée par la vitesse V . De même, dans une enceinte à température uniforme, la radiation, qui se propage dans tous les sens,

(1) PASCHEN, *Wied. Ann.*, t. LVIII, 1896, p. 455, et t. LX, 1897, p. 662.

(2) LUMMER et KURLBAUM, *Verh. der deutsch. Phys. Gesell.*, t. XVII, 1898.

(3) MAXWELL, *Treatise on Electricity and Magnetism*, § 792.

(4) BARTOLI, *Nuovo Cimento*, t. XV, 1883, p. 195.

charge l'unité de volume de l'enceinte d'une quantité d'énergie bien déterminée, qui n'est fonction que de la température seule. Nous nous proposons de montrer que l'équilibre n'est possible qu'à la faveur d'une pression uniforme p exercée par la radiation sur les parois de l'enceinte, et que cette pression ne peut être nulle. Voici l'une des formes qu'on peut donner à cette démonstration (1).

Considérons un corps de pompe dont toutes les parois possèdent un rayonnement purement calorifique. Le rayonnement en équilibre à l'intérieur de ce corps de pompe est le rayonnement du corps noir idéal.

Ce corps de pompe est fermé à sa partie supérieure par un piston mobile, sans frottement. Tout le système peut recevoir de la chaleur d'une source externe.

L'appareil étant vide, et l'équilibre de température établi, l'état du système ne dépend que de la température et du volume v compris entre la base du corps de pompe et le piston. Nous prendrons v et T pour variables indépendantes.

Si, dans ces conditions, on fait varier le volume v de dv , la pression exercée par les radiations effectue un travail $p dv$. L'énergie interne du système éprouve une variation dU , et il faut fournir au système une quantité de chaleur dQ . L'opération est réversible. Soit u l'énergie due à la radiation contenue dans l'unité de volume : l'énergie totale dans l'espace v est uv , et elle éprouve la variation

$$v du + u dv;$$

$$(1) \quad J dQ = dU_0 + v du + u dv + p dv.$$

J est l'équivalent mécanique de la chaleur ; dU_0 se rapporte à l'énergie fournie aux corps solides du système, laquelle ne dépend certainement pas de v .

La variation de l'entropie est

$$(2) \quad dS = \frac{1}{J} \left(\frac{dU_0}{T} + \frac{v du}{T} + \frac{u + p}{T} dv \right).$$

(1) Dans ce qu'elle a d'essentiel, cette forme de raisonnement est empruntée à M. Pellat, voir *Journal de Physique*, 4^e série, t. II, 1903, p. 484.

Exprimons que dS est une différentielle exacte; il vient

$$(3) \quad \frac{dp}{dT} = \frac{u + p}{T},$$

et, puisque u est essentiellement différent de zéro, p ne peut non plus être nul. Ainsi se trouve démontrée l'existence de la pression exercée par la radiation. Il reste à calculer sa valeur.

VALEUR DE LA PRESSION DE RADIATION. — On peut emprunter à Larmor ⁽¹⁾ la forme de raisonnement suivante qui, en même temps qu'elle établit l'existence de la pression de radiation, permet aussi d'en fixer la valeur.

Considérons un train d'ondes planes de longueur d'onde λ qui se réfléchit normalement sur un miroir parfait. Supposons d'abord le miroir immobile. L'énergie contenue dans l'unité de volume, au voisinage immédiat du miroir, provient des ondes incidentes et des ondes réfléchies, et a pour valeur $2u_1$ en désignant par u_1 l'énergie qui provient des ondes incidentes seules.

Supposons maintenant que le miroir se meut en sens inverse de la direction de propagation avec une vitesse v . L'amplitude des vibrations réfléchies demeurera égale à celle des vibrations incidentes, mais leur longueur d'onde diminuera, d'après le principe de Doppler ⁽²⁾, dans le rapport

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{V - v}{V}.$$

Nous allons montrer qu'il en résulte un accroissement de l'énergie contenue dans l'unité de volume du milieu.

Pour un train d'ondes unique d'amplitude et de longueur d'onde données, l'énergie contenue dans l'unité de volume varie en raison inverse du carré de la longueur d'onde. Donc

⁽¹⁾ LARMOR, *Encycl. Brit.*, t. XXXII, article *Radiation*. La preuve de Larmor suppose que le mouvement du miroir n'a produit dans le milieu aucune autre perturbation que celle qui résulte de la réflexion des ondes.

⁽²⁾ Voir t. III, 1^{er} fasc., p. 116-117.

l'énergie, par unité de volume, correspondant aux ondes réfléchies est, à l'énergie résultant des ondes incidentes, dans le rapport $\left(\frac{\lambda}{\lambda'}\right)^2 = \left(\frac{V}{V-\nu}\right)^2$. Il faut trouver une compensation à cet accroissement d'énergie.

Si nous admettons que le miroir est soumis à une pression p exercée par la radiation, pour faire avancer le miroir de la quantité dx , on a exécuté, par unité de surface, un travail $p dx$ qui aura dû fournir l'accroissement d'énergie considéré. Nous supposons ν assez petit par rapport à V pour qu'on puisse négliger les quantités de l'ordre de $\left(\frac{\nu}{V}\right)^2$. Cela posé, quand le miroir avance de dx , c'est-à-dire pendant un temps égal à $\frac{dx}{\nu}$, la radiation réfléchie s'est propagée sur une longueur $\frac{(V+\nu) dx}{\nu}$ et a ainsi apporté dans le milieu un excès d'énergie $u_1 \frac{2\nu}{V-\nu} \frac{V+\nu}{\nu} dx$ non emprunté à la radiation incidente. On doit donc avoir :

$$p dx = 2 u_1 \left(\frac{V+\nu}{V-\nu}\right) dx,$$

$$p = 2 u_1 \left(1 + \frac{2\nu}{V}\right).$$

Donc, à la limite, si l'on suppose le miroir immobile ($\nu = 0$), on doit avoir

$$p = 2 u_1.$$

Si, au lieu d'être un réflecteur parfait, le miroir a un pouvoir réflecteur égal à r , la même forme de raisonnement établira que la pression de radiation est

$$p = u_1(1 + r)$$

et, à la limite, pour un pouvoir réflecteur nul, c'est-à-dire dans le cas d'un corps noir, qui absorbe la totalité de l'énergie incidente,

$$p = u_1.$$

Si, au lieu de recevoir un train d'ondes qu'elle absorbe, une surface émet une radiation, elle est soumise de la part de celle-ci à la même pression p que nous venons de calculer.

Il est intéressant d'examiner aussi le cas où les ondes incidentes sont obliques au miroir ⁽¹⁾. Soit α l'angle d'incidence. Les composantes normales de la pression résultant de l'onde incidente et de l'onde réfléchie s'ajoutent : les composantes tangentielles se retranchent. Dans le cas où le miroir est un réflecteur parfait, l'action résultante de la radiation sur le miroir est donc une pression normale, dont nous trouverons la valeur en remarquant que, du fait de l'obliquité, l'énergie incidente, rapportée à l'unité de surface du miroir, est diminuée dans un rapport égal à $\cos \alpha$. Donc, en définitive, si l'on désigne toujours par u_1 l'énergie de la radiation incidente par unité de volume du milieu, on aura

$$p = 2 u_1 \cos^2 \alpha.$$

Si le miroir n'est pas un réflecteur parfait, la composante tangentielle de la réaction exercée sur lui sera

$$f = u_1 (1 - r) \sin \alpha \cos \alpha = \frac{u_1}{2} (1 - r) \sin 2 \alpha,$$

par unité de surface, et si le pouvoir réflecteur est nul,

$$f = \frac{u_1}{2} \sin 2 \alpha,$$

elle est maximum pour une incidence de 45° .

Revenons enfin au cas de la radiation en équilibre à l'intérieur d'une enceinte close. La forme de l'enceinte et la qualité de ses parois étant sans influence, nous pouvons, pour simplifier, considérer une enceinte cubique à parois parfaitement noires. L'ensemble des radiations émises par ces parois peut être assimilé à six trains d'ondes planes respectivement parallèles aux parois du cube.

⁽¹⁾ Voir POYNTING, *Note sur l'effet tangentiel dû à la lumière tombant sur une surface absorbante* (*Phil. Mag.*, 6^e série, t. IX, 1905, p. 169).

Mais deux trains d'onde seulement sont efficaces pour produire la pression p sur l'une des parois, le train qu'elle émet et celui qu'elle reçoit normalement, tandis que les six trains concourent tous à produire l'énergie totale contenue dans l'unité de volume.

On a donc

$$(4) \quad \begin{aligned} p &= 2u_1, & u &= 6u_1, \\ p &= \frac{u}{3}. \end{aligned}$$

SIGNIFICATION THÉORIQUE DE LA LOI DE STEFAN. — Si l'on adopte la relation précédente (4) entre p et u , l'équation (3) devient

$$(5) \quad \frac{1}{3} \frac{du}{dT} = \frac{4}{3} \frac{u}{T},$$

et l'on peut y satisfaire en posant

$$(6) \quad u = KT^4.$$

Soit e le pouvoir rayonnant total du corps noir idéal. D'après ce qui précède, l'énergie totale u dans l'unité de volume de l'enceinte peut être considérée comme résultant de l'émission par six plans rayonnants, parallèles deux à deux et à trois plans coordonnés rectangulaires. On a donc

$$(7) \quad u = \frac{6eJ}{V},$$

$$(8) \quad e = \frac{V}{6J} u = \sigma T^4,$$

σ désignant une nouvelle constante. La formule (8) exprime la loi de Stefan, dont la signification se trouve ainsi rattachée à la théorie électromagnétique de la lumière et aux principes fondamentaux de la Thermodynamique (1).

(1) BOLTZMANN, *Wied. Ann.*, t. XXII, 1884, p. 31 et 291; *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 525, 526.

Si l'on remplace u par $3p$, la formule (8) donne

$$e = \frac{V}{2J} p,$$

$$(9) \quad p = \frac{2Je}{V} = \frac{2J\sigma}{V} T^4.$$

La formule (9) permettra de calculer p *a priori*.

Adoptant la valeur de σ déterminée par M. Kurlbaum (1)

$$\sigma = 1,28 \cdot 10^{-12},$$

on trouve

$$p = \frac{2 \cdot 4,19 \cdot 10^7 \cdot 1,28 \cdot 10^{-12}}{3 \cdot 10^{10}} T^4 = 3,58 \cdot 10^{-15} T^4 \frac{\text{dynes}}{\text{cent. carré}}.$$

En adoptant le nombre qui précède, on trouve, pour la différence des pressions que supporte sur ses deux faces un disque de noir de fumée exposé à l'action de deux sources à 0° et à 100° C., environ 0mg,00002. Ce nombre serait doublé si le disque de noir de fumée était remplacé par un miroir parfait.

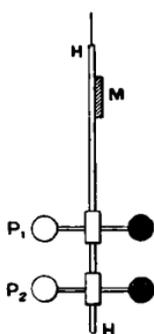
EXPÉRIENCES DE M. LEBEDEF. — M. Lebedef (2) a, le premier, mis expérimentalement en évidence la pression produite par la radiation et il est parvenu à la mesurer. Il a employé pour cela une sorte de radiomètre à torsion, constitué de la manière suivante : dans un grand ballon de verre est suspendue, à un fil de torsion mince de verre, une tige portant par exemple deux paires d'ailettes en tôle de platine (*fig. 2*). Chaque paire d'ailettes est composée de deux disques de 5^{mm} de diamètre. L'un des disques est poli des deux côtés, l'autre platiné des deux côtés. Les deux paires d'ailettes ne diffèrent que par l'épaisseur du platine (0^{mm},10 et 0^{mm},02). La tige porte un miroir dont on observe la déviation.

(1) Voir ci-dessus, p. 11.

(2) P. LEBEDEF (ou LEBEDEF), *Rapports au Congrès international de Physique*, t. II, 1900, p. 133; *Drude's Ann.*, t. VI, 1901, p. 433; *Journal de Physique*, 4^e série, t. I, p. 227 et t. II, p. 215.

La lumière d'une forte lampe à arc peut, par un léger déplacement d'un système de miroirs auxiliaires, être envoyée alternativement sur l'une ou l'autre face de l'ailette à étudier.

Fig. 2.



La différence des écarts, constatés dans les deux cas, est indépendante des phénomènes de *convection*. L'action des *forces radiantes* proprement dites, telles qu'elles existent dans le radiomètre de Crookes (1), sont extrêmement réduites, car on a fait le vide dans le ballon avec toute la perfection que comporte l'usage des trompes à mercure. M. Lebedef cherche à en éliminer complètement l'effet en comparant les déviations obtenues sur les ailettes minces et épaisses. L'effet radiométrique dépend essentiellement de la différence de température des deux faces de l'ailette : il doit donc tendre vers zéro quand l'épaisseur de l'ailette décroît indéfiniment.

On juge que les conditions théoriques sont près d'être satisfaites, lorsque la répulsion sur le platine poli l'emporte sur la répulsion éprouvée par le platine noirci. Pour recon-

(1) On sait que le radiomètre de Crookes consiste en un appareil à ailettes noircies d'un côté, polies du côté opposé et montées sur un axe très mobile. Quand on a fait, dans cet appareil, un vide médiocre et qu'on expose le système à la lumière, les ailettes tournent d'un mouvement d'autant plus rapide que l'énergie de la radiation est plus considérable, comme si leur face noircie était repoussée. Mais cet effet ne résulte pas de la pression de radiation, car il s'atténue quand on pousse le vide plus loin. Voir ci-après (p. 26) les expériences de MM. Nichols et Hull sur l'effet de l'air dans les expériences sur la pression de radiation.

naître si, par leur ordre de grandeur, les forces répulsives observées correspondent bien au phénomène Maxwell-Bartoli, on détermina, par une mesure calorimétrique, la quantité de chaleur incidente. On remplaçait, à cet effet, l'appareil radiométrique par un petit calorimètre recevant, à la même distance de la source, la radiation de la lampe à arc, par un diaphragme de surface égale à celle de l'ailette. Les résultats furent, non seulement de l'ordre de grandeur prévu, mais égaux à ceux que l'on calculait *a priori*, aux quantités près de l'ordre de $\frac{1}{3}$ par exemple; c'était à peu près la limite de l'erreur résultante de ces premières expériences.

EXPÉRIENCES DE MM. NICHOLS ET HULL. — Des expériences encore plus précises ont été exécutées récemment par MM. Nichols et Hull (1).

Leur méthode diffère de celle de M. Lebedef en ce qu'au lieu de mesurer la déviation permanente de l'appareil à ailettes, ils se bornent à observer l'effet balistique résultant d'une exposition de courte durée à la radiation.

L'effet perturbateur provenant de l'air qui baigne les ailettes dépend de l'échauffement de celles-ci et sera réduit au minimum si, d'une part, la surface des ailettes est douée d'un pouvoir réflecteur aussi parfait que possible et si, d'autre part, grâce à l'emploi de la méthode balistique, on réduit dans une proportion importante la durée de l'expérience. Par des essais préliminaires, les auteurs ont reconnu que, si l'on fait un vide progressif dans leur appareil, non seulement la grandeur, mais le signe même de cet effet perturbateur, est susceptible de changer, de telle sorte qu'il s'annule pour certaines valeurs de la pression, dépendant d'ailleurs de circonstances de construction. Dans le cas où se sont placés MM. Nichols et Hull, la pression de 66^{cm} de mercure, par exemple, réalisait ces conditions. Il était donc inutile de s'astreindre à pousser très loin le vide, comme avait dû le faire M. Lebedef.

(1) E.-F. NICHOLS et G.-F. HULL, *Phys. Review*, t. XIII, 1901, p. 307; *Drude's Ann.*, t. XII, 1903, p. 225; *Journal de Physique*, 4^e série, t. I, p. 527, et t. III, p. 171 et 477.

MM. Nichols et Hull ont fait varier la nature de la radiation employée, tantôt en envoyant sur les ailettes la radiation directe d'une lampe à arc, tantôt en tamisant cette radiation à travers un verre rouge ou une couche d'eau. Ils ont mesuré le pouvoir réflecteur de la surface argentée des ailettes et le pouvoir diffusif du noir de fumée dont était revêtu le corps absorbant calorimétrique, pour la mesure de l'énergie des radiations incidentes. Ils ont tenu compte des pertes correspondantes.

En définitive, ils ont trouvé que *la pression de radiation ne dépend que de l'énergie totale du faisceau complexe incident* et non de sa composition, et que la valeur de cette pression est identique à celle que prévoit la loi de Maxwell. Les différences des valeurs observées et calculées sont, dans toutes les expériences, au plus de l'ordre de 1 pour 100.

Ajoutons que M. Poynting (1) a mis expérimentalement en évidence et mesuré la réaction tangentielle exercée par des ondes obliques reçues sur une substance absorbante. On peut donc considérer la loi de Maxwell comme vérifiée dans ses principales conséquences.

IMPORTANCE DE LA PRESSION DE RADIATION AU POINT DE VUE COSMIQUE. — Considérons une très petite sphère soumise d'une part aux forces de gravitation, d'autre part à l'action d'une radiation puissante, la radiation solaire par exemple. La gravitation agit proportionnellement au volume de la sphère, c'est-à-dire au cube du rayon, la répulsion radiante est proportionnelle à la surface d'un grand cercle de la sphère, c'est-à-dire au carré du rayon. Quand le rayon tend vers zéro, la force de radiation devient de plus en plus importante par rapport à la gravitation et peut arriver à l'équilibrer complètement.

Imaginons qu'un amas de petits corps météoriques décrive une orbite qui le rapproche suffisamment du Soleil. Quand la distance à l'astre sera telle que les forces de radiation et de gravitation deviennent comparables entre elles pour les plus

(1) POYNTING, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IX, 1905, p. 169 et 393.

petits corps de l'essaim, la trajectoire de ceux-ci se modifiera d'une manière appréciable et, l'essaim se rapprochant de plus en plus du Soleil, des corpuscules de plus en plus gros seront écartés de l'orbite primitive. La dissociation totale de l'essaim peut en être la conséquence.

Ces phénomènes jouent, sans doute, un rôle important dans la formation de la queue des comètes. On peut aussi les invoquer pour rendre compte de certaines particularités de la constitution des nébuleuses, etc. (1).

(1) Euler a, le premier, eu recours à l'hypothèse d'une force répulsive provenant de la radiation pour expliquer la queue des comètes. Lebedef (*Wied. Ann.*, t. XLV, 1892, p. 292; *Astroph. Journ.*, t. XIV, 1902, p. 155), Fitzgerald (*Proc. Roy. Soc. Dublin*, 1884), Hull (*Trans. Astr. Soc. Toronto*, 1901, p. 123) ont étudié l'action de la radiation sur des masses soumises à la loi de Newton.

Enfin, Arrhenius (*Kön. Vet. Ak. Forh.*, 1900, p. 545) et Schwarzschild (*Kgl. Bayer. Ak. der Wiss.*, t. XXXI, 1901, p. 293) ont plus particulièrement porté leur attention sur les effets cosmiques de la radiation.



CHAPITRE II.

ÉMISSION DES GAZ (1).

Incandescence et luminescence. — Rayonnement des solides dans les flammes. — Bec Auer. — Incandescence et luminescence des gaz. — Emploi des flammes. — Emploi d'une énergie électrique. — Fluorescence des gaz. — Conclusions.

Lois de répartition des raies dans les spectres. — Formule de Balmer. — Spectres à séries convergentes ou du type I. — Autres spectres.

INCANDESCENCE ET LUMINESCENCE.

RAYONNEMENT DES SOLIDES DANS LES FLAMMES. BEC AUER. — M. Féry (2) a découvert qu'à la même température apparente le rayonnement de la plupart des oxydes blancs, chauffés directement dans une flamme, est très différent, suivant que cette flamme est oxydante ou réductrice. Voici, par exemple, le rayonnement des oxydes de thorium et de cérium exprimé au moyen d'une même unité arbitraire :

Température.	Thorium.		Cérium.	
	Flamme oxydante.	Flamme réductrice.	Flamme oxydante.	Flamme réductrice.
500 ^o	7	»	»	»
600	10	»	»	»
700	15	»	»	»
800	21	»	28	104
900	28	18	58	140
1000	50	24	103	200

(1) Pour tout ce Chapitre, on consultera avec fruit les rapports de M. PRINGSHEIM et de M. RYDBERG au Congrès international de Physique (t. II, p. 100 et 200). Paris, 1900.

(2) FÉRY, Thèse de Doctorat, Paris, 1902; *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7^e série, t. XXVII, p. 480.

RADIATIONS.

Température.	Thorium.		Cérium.	
	Flamme oxydante.	Flamme réductrice.	Flamme oxydante.	Flamme réductrice.
0				
1100	56	30	172	290
1200	78	38	272	404
1300	108	50	»	»
1400	142	69	»	»
1500	184	138	»	»

On voit que la différence accusée par ces deux oxydes est de sens contraire, le thorium rayonnant davantage en flamme oxydante, le cérium en flamme réductrice. Pour ce dernier oxyde, le rayonnement en flamme réductrice paraît même plus considérable que celui du corps noir à la même température.

Ces oxydes ne paraissent pas éprouver d'altération dans la flamme. Mais il est bien vraisemblable qu'ils modifient, par une action catalytique, les réactions chimiques dont la flamme est le siège. Leur rayonnement n'est pas purement calorifique.

On sait que le manchon incandescent des becs Auer est formé d'environ 98,7 pour 100 d'oxyde de thorium et 1,3 pour 100 d'oxyde de cérium. Des manchons formés de l'un de ces oxydes à l'état de pureté sont relativement peu lumineux, tandis que leur mélange dans la proportion indiquée émet la lumière très vive que l'on connaît. Ces phénomènes n'ont pas reçu jusqu'ici d'interprétation complètement satisfaisante.

INCANDESCENCE ET LUMINESCENCE DES GAZ. — En l'absence de toute action électrique ou chimique, les gaz incandescents sont fort peu lumineux. Werner Siemens ⁽¹⁾ a montré que dans un fourneau récupérateur, servant à la fabrication du verre dur, une couche gazeuse de 1^m,5 d'épaisseur, chauffée entre 1500° et 2000°, n'émettait aucune lumière appréciable. Hittorf ⁽¹⁾ a établi d'autre part que, dans un tube de Geissler où l'on fait passer le courant de 2400 éléments entre des

(1) WERNER SIEMENS, *Wied. Ann.*, t. XVIII, 1883, p. 311.

(2) HITTORF, *Wied. Ann.*, t. VII, 1879, p. 553, et t. XIX, 1883, p. 73.

électrodes d'iridium pur, ce métal peut fondre comme de la cire à l'anode, tandis que l'azote, l'hydrogène ou l'acide carbonique, contenus dans le tube, demeurent complètement obscurs au voisinage immédiat de l'anode incandescente.

Ces résultats s'expliquent sans doute par la faiblesse de la masse émissive et par la petitesse de l'absorption que cette masse exerce dans toute l'étendue du spectre lumineux.

Il ne faudrait pas en conclure qu'un gaz est incapable d'émettre, par simple échauffement, des radiations quelconques en quantité notable. Tyndall (1) avait déjà prouvé que certains gaz, l'acide carbonique par exemple, possèdent un pouvoir absorbant très appréciable pour les radiations infra-rouges. Il a montré aussi que diverses vapeurs émettent, quand on les chauffe, des radiations obscures et que l'émission correspond qualitativement à l'absorption.

En définitive, tous les phénomènes d'émission lumineuse obtenus en échauffant un gaz, même à 2000°, sont bien peu de chose en comparaison de l'émission que l'on peut obtenir dès que des actions électriques ou chimiques entrent en jeu. Dans ces conditions nouvelles, à l'énergie purement calorifique se superposent des énergies supplémentaires qui interviennent dans la production du rayonnement. La loi de Kirchhoff n'est plus nécessairement applicable; le gaz est lumineux.

Presque toutes les observations que l'on possède sur les spectres des gaz correspondent soit à de purs phénomènes de luminescence, soit tout au moins à des phénomènes modifiés par une luminescence plus ou moins importante.

Nous allons passer en revue les principales conditions dans lesquelles les gaz peuvent être rendus lumineux.

Pratiquement on produit les spectres des gaz à l'aide des flammes, ou sous l'influence de décharges électriques. L'illumination seule peut aussi dans certains cas suffire à éveiller la luminescence. Les spectres sont, suivant les circonstances, des spectres continus, des spectres de raies ou des spectres de bandes.

(1) TYNDALL, voir t. III, 3^e fasc., p. 112-115.

EMPLOI DES FLAMMES. — Nous écarterons de notre étude les spectres continus fournis par les flammes blanches qui contiennent des corps solides en suspension, du noir de fumée par exemple. La presque totalité de cette émission est certainement attribuable à la radiation du corps solide, laquelle peut, comme dans le cas du bec Auer, s'accompagner d'une luminescence plus ou moins importante.

Quant à la lumière de la flamme bleue du gaz, elle paraît due à un phénomène de pure luminescence. M. Pringsheim ⁽¹⁾ a obtenu, par un mélange convenable d'air et de vapeur de sulfure de carbone, une flamme bleue dans laquelle une pince thermo-électrique n'indiquait qu'une température inférieure à 150°. On sait qu'à cette température les corps noirs sont encore bien loin d'émettre aucune radiation visible.

Les spectres métalliques fournis par la flamme d'un bec Bunsen ne paraissent pas être d'origine thermique. En effet, du carbonate de soude, chauffé dans un tube à très haute température, ne fournit ni spectre d'émission, ni spectre d'absorption. Mais l'émission et l'absorption commencent à se produire aussitôt qu'on introduit dans le tube un gaz réducteur, du gaz d'éclairage par exemple. M. Pringsheim ⁽²⁾, auquel est due cette remarquable expérience, a même montré que si l'on interrompt brusquement le phénomène de réduction, la luminescence cesse. A cet effet, une nacelle de nickel, contenant le sel à réduire, pouvait être déplacée à volonté, à l'aide d'un aimant, de la partie chaude à la partie froide du tube. Les expériences ont porté sur des sels de soude et de lithine chauffés dans l'hydrogène; dès que la nacelle abandonne la région chaude du tube, l'émission disparaît, bien qu'on ait toujours dans la région chaude la vapeur saline ou plutôt les produits de sa réduction mêlés à l'hydrogène.

EMPLOI D'UNE ÉNERGIE ÉLECTRIQUE. — Nous verrons ultérieurement qu'à l'intérieur des tubes de Geissler la température du gaz luminescent est, le plus souvent, peu élevée, inférieure

(1) PRINGSHEIM, *Wied. Ann.*, t. XLV, 1892, p. 437.

(2) PRINGSHEIM, *Wied. Ann.*, t. XLV, 1892, p. 428, et t. XLIX, 1893, p. 347.

même à la plus basse température pour laquelle un corps noir commence à émettre des radiations visibles. Nous ne citerons pour le moment qu'une expérience fort instructive due à M. Knut Ångström (1).

M. Ångström mesure, à l'aide d'un holomètre, la radiation totale émise par un tube de Geissler, puis il tamise la radiation incidente à travers une cuve d'alun, de manière à supprimer la totalité de la chaleur obscure. Il constate ainsi que l'intensité du rayonnement total est proportionnelle à l'intensité du courant, c'est-à-dire croît avec la température produite, tandis que le rapport entre le rayonnement lumineux et le rayonnement total est indépendant de l'intensité du courant. Donc le maximum de l'intensité dans le spectre semble ne pas se déplacer sous l'influence de la température seule, contrairement à ce qui arrive pour les corps à rayonnement purement calorifique. Au contraire, pour une intensité du courant invariable, le rapport des intensités dépend essentiellement de la pression. Dans l'azote, pour une pression de 0^{mm}, 15 de mercure, le rayonnement calorifique n'est guère que 5 pour 100 du rayonnement total, tandis qu'à la pression de 1^{mm}, 45 ce rapport s'élève à 44 pour 100.

Hittorf (2) avait montré qu'à haute température les gaz cessent de s'illuminer par la décharge. Nous voilà bien loin des conditions ordinaires du rayonnement calorifique.

On s'appuie fréquemment sur les expériences d'analyse spectrale pour vérifier expérimentalement les lois de Kirchhoff. On ne peut, il est vrai, contester que, dans un grand nombre de cas, la relation de l'émission et de l'absorption ne paraisse fort bien établie. Cette relation peut en effet subsister malgré la luminescence; mais c'est alors un résultat empirique qui ne ressort nullement du mode de démonstration, fondé sur les principes de la Thermodynamique, qui fut adopté par Kirchhoff, et que nous avons reproduit dans ses traits essentiels.

(1) KNUT ÅNGSTRÖM, *Öfversigt af k. Vetén. Ak. Förh.*, 1891, p. 372. *Nova Acta Reg. Soc. Ups.*, 1892.

(2) HITTORF, *Loc. cit.*

La relation entre l'émission et l'absorption paraît plutôt se rattacher alors au phénomène général de la résonance. Quand les molécules ou les atomes gazeux sont sollicités par une vibration pour laquelle ils sont accordés, c'est-à-dire par une vibration qu'ils sont susceptibles d'émettre dans des conditions bien déterminées, ils doivent l'absorber pour entrer eux-mêmes en vibration quand on réalise des conditions précisément identiques.

FLUORESCENCE DES GAZ. — Sous l'influence de rayons excitateurs verts, la vapeur d'iode émet un spectre de fluorescence continu qui s'étend du vert au rouge (1).

La vapeur de sodium émet, par fluorescence, deux bandes cannelées rouge et verte et, en outre, la double raie D. La vapeur de potassium émet une bande rouge; mais l'on n'aperçoit aucune des raies caractéristiques de ce métal. Les bandes de fluorescence du potassium et du sodium en vapeur coïncident à peu près avec les bandes d'absorption que ces vapeurs présentent dans les mêmes limites de température (2).

Un assez grand nombre de vapeurs organiques ont un spectre de fluorescence (2).

Dans tous ces cas, les conditions requises pour l'application de la loi de Kirchhoff ne sont certainement pas remplies.

CONCLUSIONS. — En résumé, d'après M. Pringsheim (3), les conditions rigoureuses d'applicabilité de la loi de Kirchhoff ne sont réalisées que pour les spectres continus et les spectres de bandes que certains gaz ou vapeurs, tels que H^2O , CO^2 , I, Br, Cl, S, Sr, As, Na, K, Li, Tl, émettent à une température élevée. Quand ces spectres prennent naissance dans une flamme, c'est, en partie, par suite de transformations chimiques que l'émission a lieu, et l'on s'écarte alors de la loi de Kirchhoff. Quant aux spectres de bandes et de raies qui

(1) LOMMEL, *Wied. Ann.*, t. XIX, 1883, p. 356.

(2) E. WIEDEMANN et SCHMIDT, *Wied. Ann.*, t. LVI, 1895, p. 18; t. LVII, 1896, p. 447.

(3) PRINGSHEIM, *Rapports au Congrès de Physique*, t. II, p. 100-132.

accompagnent les décharges électriques, ils doivent leur origine non à la température élevée, mais aux phénomènes électriques, lesquels peuvent d'ailleurs se compliquer de transformations chimiques.

Pour les températures que nous savons produire dans une enceinte close, aucun gaz ne paraît émettre de lui-même un spectre de raies. Bien entendu, on ne saurait affirmer qu'il n'en émettrait point à des températures très hautes qu'on ne sait pas actuellement produire indépendamment de l'intervention directe de l'électricité ou d'une action chimique ayant son siège dans la masse même du gaz.

LOIS DE RÉPARTITION DES RAIES. DANS LES SPECTRES.

FORMULE DE BALMER. — Jusqu'à l'observation bien connue de Balmer ⁽¹⁾ sur le spectre de l'hydrogène, les physiciens n'avaient vu dans les spectres de lignes des gaz ou des vapeurs qu'un ensemble confus, dont la complication, augmentant à mesure qu'on avait recours à une dispersion plus puissante, semblait défier tout essai de classification.

Cependant la loi empirique de Balmer, reliant les longueurs d'onde des raies les plus brillantes du spectre ordinaire de l'hydrogène, s'est trouvée propre à représenter aussi les principales raies stellaires attribuées à ce gaz, et en outre cinq raies nouvelles découvertes par M. Deslandres ⁽²⁾ dans une protubérance solaire et onze autres raies des spectres stellaires reconnues par M. Evershed ⁽³⁾. Cela fait en tout vingt-neuf raies représentées par la formule

$$(1) \quad \lambda = \frac{3647 m^2}{m^2 - 4},$$

dans laquelle l'unité de longueur adoptée est $0^{\mu}4, 1$ et où l'on attribue à m toutes les valeurs entières de 3 à 32. Toutes

(1) Voir t. III, 3^e fasc., p. 209.

(2) DESLANDRES, *Comptes rendus*, t. CXV, 1892, p. 222. Congrès international de Physique,

(3) D'après M. Deslandres.

ces raies sont aisément reconnaissables à leur caractère nébuleux et forment certainement un groupe d'origine unique.

La formule de Balmer peut encore s'écrire

$$(2) \quad \frac{1}{\lambda} = n = 109675 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right);$$

l'unité de longueur est alors le centimètre.

Sous cette forme, elle a servi de type pour rassembler, dans un grand nombre de spectres métalliques, des séries de raies reconnaissables à quelque signe physique. Toutes les séries de raies ainsi représentées ont un caractère commun. Quand on se déplace dans le spectre dans le sens des longueurs d'onde décroissantes, les longueurs d'onde correspondant aux diverses valeurs de la variable m se rapprochent de plus en plus et tendent vers une limite bien déterminée, différente de zéro.

Le travail de classification, quoique laissant de côté, dans les spectres les mieux connus, un assez grand nombre de raies, même parmi les plus intenses, est cependant assez avancé, pour les spectres que M. Rydberg appelle du premier type ⁽¹⁾. Nous ne pouvons nous dispenser d'en indiquer ici les principaux éléments.

SPECTRES A SÉRIES CONVERGENTES, OU DU TYPE 1. — On distingue les séries principales, les séries nébuleuses et les séries étroites.

Le groupe principal est formé de deux ou trois séries (doublets ou triplets), convergeant vers une limite commune, c'est-à-dire que leur ensemble se présente, dans le spectre, comme une sorte de colonnade vue en perspective. Dans chaque doublet ou triplet, la raie la plus réfrangible est la plus forte. Pour le lithium, comme pour l'hydrogène, on ne connaît que la série principale.

Le groupe étroit est aussi formé de doublets ou de triplets,

⁽¹⁾ RYDBERG, *Rapports au Congrès international de Physique*, t. II, p. 200-224. Ce rapport est accompagné d'une Bibliographie très complète jusqu'en 1900.

caractérisés par des différences constantes entre les fréquences $n = \frac{1}{\lambda}$. Dans le groupe nébuleux, les premiers termes des doublets et des triplets sont eux-mêmes des raies composées. Les séries étroites et nébuleuses du même ordre convergent vers les mêmes limites.

Toutes les formules sont du type

$$(3) \quad \pm n = n_{\infty} - \frac{109675}{(m - \mu)^2}.$$

Le double signe de n signifie que des valeurs négatives de n correspondent à des raies réelles aussi bien que les valeurs positives. Les diverses séries, pour les divers corps, ne se distinguent que par les valeurs des deux constantes n_{∞} et μ .

Pour une même série quelconque, les constantes de la formule (3) sont des fonctions périodiques de la masse atomique de l'élément, c'est-à-dire qu'elles peuvent être rattachées simplement aux séries de Mendéléeff.

A ce premier type de Rydberg se rapportent, outre le spectre de l'hydrogène, les spectres de l'hélium, de l'oxygène, des métaux alcalins et alcalino-terreux, du cuivre, de l'argent, du zinc, du cadmium et de l'indium.

AUTRES SPECTRES. — Les spectres de raies du type II comprennent notamment le spectre rouge de l'argon, les spectres de l'étain, du plomb, de l'arsenic, de l'antimoine et du bismuth. Ces spectres laissent reconnaître des séries de raies, mais on n'a, sur les lois auxquelles elles obéissent, que des renseignements encore très imparfaits.

Enfin on commence aussi à débrouiller les spectres de bandes. M. Deslandres emploie, pour caractériser les séries simples de bandes, des formules approchées du type

$$\frac{1}{\lambda} = A m^2 + B m + C,$$

le numéro d'ordre m étant compté à partir de zéro. Les constantes C , dans les groupes appartenant à un même corps,

obéiraient à une formule analogue

$$C = D n^2 + E n + F,$$

où n est encore un numéro d'ordre.

MM. Kayser et Runge, M. Thiele emploient des formules de types plus compliqués.

Aucune théorie satisfaisante n'a encore été proposée pour interpréter les formules qui réussissent le mieux, ou pour faire rentrer dans une loi quelconque les raies nombreuses qui restent en dehors des séries.



CHAPITRE III.

SPECTRE INFRA-ROUGE. — DISPERSION (1).

Limites du spectre. — Rayons de Schumann. — Rayons N. — Rayons restants. — Analogie des rayons restants et des ondes hertziennes. — Représentation graphique du spectre.

Transparence et pouvoir réflecteur des métaux. — Expériences de MM. Hagen et Rubens. — Étude spéciale du pouvoir réflecteur dans l'infra-rouge. — Pouvoir émissif des métaux pour les grandes longueurs d'onde. — Dispersion des métaux.

Retour sur la théorie de la dispersion. — Forme des courbes de dispersion prévues par la formule de Ketteler. — Dispersion anormale de la vapeur de sodium. — Dispersion anormale du quartz. — Cas particulier des substances transparentes.

LIMITES DU SPECTRE.

RAYONS DE SCHUMANN. — On sait que les raies des spectres métalliques, en particulier celles de l'aluminium, prolongent le système des radiations connues bien au delà des limites du spectre solaire, observé même à de grandes altitudes (2).

Quand on photographie les spectres métalliques, les plaques sensibles ordinaires ne sont pas impressionnées au delà de $0^{\mu}, 18$ (dernière raie de l'aluminium photographiée par M. Cornu). Mais M. Schumann (3) ayant réussi à déposer directement du bromure d'argent sur des plaques, sans le fixer par de la gélatine, a pu étendre les photographies

(1) Pour tout ce Chapitre, on consultera avec fruit les rapports de M. RUBENS, *Sur le spectre infra-rouge*, et de M. CARVALLO, *Sur les formules de dispersion (Rapports au Congrès international de Physique, t. II, 1900, p. 141 et 175)*.

(2) Voir t. II, 3^e fasc., p. 72.

(3) SCHUMANN, *Sitzungsber. der k. Ak. der Wiss. Wien.* t. CII, 1893, p. 415 et 625.

jusqu'à une ligne appartenant au spectre de l'hydrogène, et dont la longueur d'onde est seulement de $0^{\mu}, 1$. Le spectroscope (objectif et prismes) n'était formé que de spath fluor. On y avait fait le vide, car ces radiations extrêmes sont éminemment absorbables par l'air.

LES RAYONS N. — Les rayons N ont été découverts par M. Blondlot (¹) en 1903. Leur nom rappelle la ville de Nancy où a été faite la découverte.

Ces rayons sont émis par diverses sources, parmi lesquelles le Soleil et la lampe Nernst. On ne leur connaît jusqu'ici qu'une propriété qui puisse les déceler d'une manière objective : c'est d'accroître l'éclat d'une très petite étincelle d'induction sur laquelle on les reçoit. Cet accroissement d'éclat, sensible pour un œil exercé, est rendu incontestable par l'emploi de la photographie. Un téléphone étant intercalé dans le circuit de la petite étincelle, un aide, placé au téléphone, a pour mission de constater la régularité de l'étincelle pendant la période où on la photographie, successivement sous l'influence et hors de l'influence des rayons N, pendant une égale durée. Pour que l'expérience réussisse bien, il convient que l'éclat normal de la petite étincelle ne dépasse pas sensiblement la plus petite intensité actinique capable d'impressionner la plaque photographique.

Les rayons N possèdent la propriété d'accroître la sensibilité de la rétine qui les reçoit; mais cette action est assez faible pour que beaucoup de personnes ne la perçoivent pas. Un procédé mis en œuvre par la plupart des expérimentateurs, à l'exemple de M. Blondlot, consiste à constater l'accroissement de visibilité, sous l'action des rayons N, de corps phosphorescents comme le sulfure de calcium.

Les rayons N peuvent traverser une couche d'air de grande épaisseur; ils traversent le papier noir, le carton, le bois,

(¹) Pour tous les travaux de M. Blondlot relatifs aux rayons N, voir le *Journal de Physique*, 4^e série, t. II, p. 333, 481, 549, 551; et t. III, p. 5, 121, 257 et les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, années 1903, 1904 et 1905, *passim*.

l'aluminium, même en couches épaisses, les dissolutions salines, les milieux de l'œil, mais ils sont complètement arrêtés par une mince couche d'eau pure et par le plomb oxydé.

Les dernières photographies obtenues par M. Blondlot l'ont été dans les conditions suivantes : on faisait tomber sur la petite étincelle les rayons N issus d'une lampe Nernst, renfermée dans une lanterne en tôle; les rayons traversaient successivement une feuille d'aluminium formant la paroi antérieure de la lanterne, une planche en sapin de 2^{cm}, une seconde feuille d'aluminium, une feuille de zinc, une planche en bois de 2^{cm}, une feuille d'aluminium formant un écran électrique destiné à protéger l'étincelle, enfin la paroi de la boîte en carton à l'intérieur de laquelle elle éclatait.

D'après M. Blondlot, les rayons N émis par une lampe Nernst forment un faisceau complexe dont on sépare les éléments en leur faisant traverser un prisme d'aluminium. Leur longueur d'onde, mesurée à l'aide d'un réseau, est comprise entre 0^μ,003 et 0^μ,076, c'est-à-dire entre un trentième et un cinquième de la longueur d'onde des rayons de Schumann.

La dispersion des rayons N dans l'aluminium est anormale.

Enfin M. Blondlot a montré que ces rayons sont susceptibles d'être polarisés. Cette propriété a été établie par l'action qu'ils exercent sur une petite étincelle, suivant que leur plan de vibration contient l'étincelle ou lui est perpendiculaire (1).

RAYONS RESTANTS. — Au voisinage d'une bande d'absorption, une substance transparente peut présenter la réflexion métallique. La fluorine, le sel gemme et la sylvine, corps extrême-

(1) MM. Charpentier, Bichat, Macé de Lépinay, J. Becquerel, Meyer, Bagard, Broca, etc. ont en outre énoncé un grand nombre de propriétés des rayons N, mais n'en ont pas encore fourni de preuve objective, en dehors des variations de visibilité dont nous avons parlé. Pour tous ces travaux, que l'on trouvera dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* (années 1903 et 1904, *passim*) nous renvoyons le lecteur aux Mémoires originaux.

ment transparents pour l'infra-rouge, dans des limites fort étendues, présentent cependant des bandes d'absorption pour des radiations de très grande longueur d'onde. Il en résulte qu'on peut obtenir ces radiations très pures et sans mélange, en faisant réfléchir un certain nombre de fois les radiations émanées d'une source convenable sur l'une des substances que nous avons indiquées.

Soient, en effet, r et R les pouvoirs réflecteurs, de la fluorine, par exemple, pour une radiation qu'elle transmet et pour une radiation qu'elle réfléchit métalliquement. Après n réflexions, l'intensité de ces radiations aura été affaiblie dans les rapports r^n et R^n , c'est-à-dire que, si la proportion de la première par rapport à la seconde était a dans le faisceau incident, elle ne sera plus que $a\left(\frac{r}{R}\right)^n$ dans le faisceau n fois réfléchi. Si par exemple on a $r = 0,04$, $R = 0,96$, la proportion, après 1, 2 ou 3 réflexions, sera réduite respectivement à $\frac{1}{24}$, $\frac{1}{576}$ et $\frac{1}{14824}$.

M. Rubens ⁽¹⁾ a donné le nom de *rayons restants* au faisceau ainsi épuré par un grand nombre de réflexions.

Pour étudier les rayons restants, il prend comme source un bec Auer. L'expérience a en effet établi que cette source est, proportionnellement, 200 fois plus riche en rayons de très grande longueur d'onde que le corps noir idéal à la même température ⁽²⁾.

La figure 3 représente la disposition employée par M. Rubens. Au delà de la source A est un spectroscopie catoptrique à réseau $s_1 k e_1 e_2 s_2$. La source est solidaire du collimateur et peut tourner avec lui sur un cercle divisé. La plate-forme porte un réseau g en fils d'argent, dont les intervalles sont égaux aux diamètres. L'intervalle fondamental du réseau est $0^{\text{mm}}, 3716$.

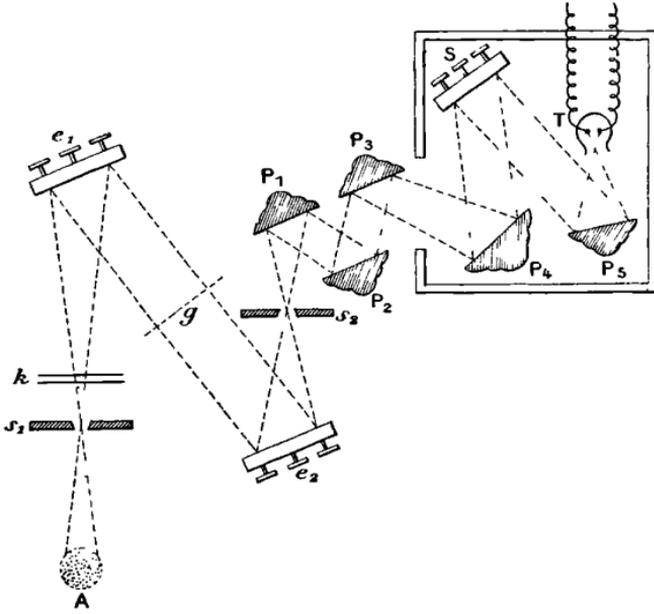
Les rayons issus de l'oculaire, en s_2 , se réfléchissent sur des miroirs P formés de la substance active, et rencontrent enfin un miroir concave S qui les concentre sur une pile

(1) RUBENS, *Rapport au Congrès intern. de Phys.*, t. II, p. 143.

(2) RUBENS, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 587.

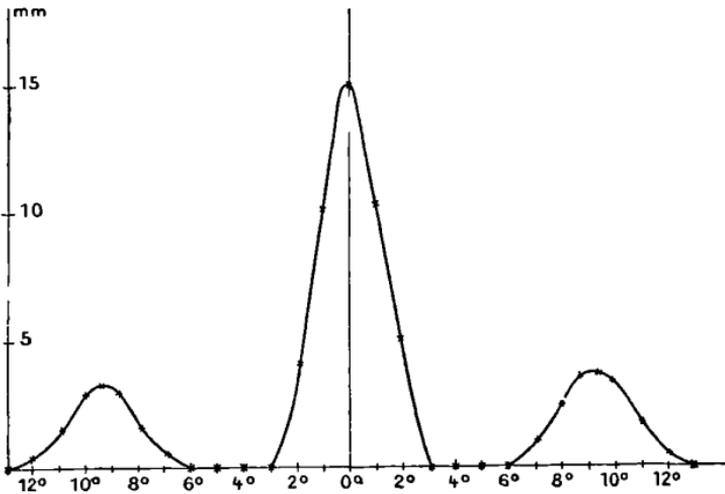
thermo-électrique très sensible, à l'intérieur d'une caisse

Fig. 3.



impermeable à la chaleur. On note la différence des lectures

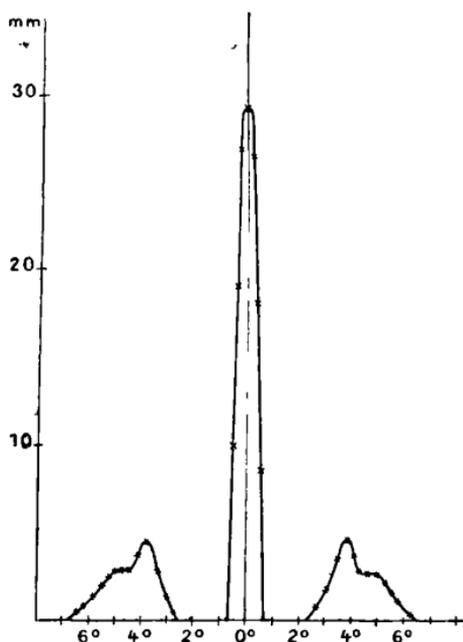
Fig. 4.



du galvanomètre suivant que l'écran *k* est relevé ou abaissé,

et l'on répète les mêmes lectures pour toute une série de positions du collimateur. La figure 4 représente, dans le cas où les miroirs P sont en sylvine, la courbe construite en prenant pour abscisses les angles, pour ordonnées les déviations corrigées ⁽¹⁾. Il est aisé d'y reconnaître l'image centrale et la première image déviée par le réseau, à droite et à gauche. Cette image de diffraction n'est pas sensiblement plus large que l'image géométrique centrale; elle ne présente qu'un maximum unique, ce qui montre que le faisceau diffracté est très près d'être monochromatique. D'après la grandeur de l'intervalle fondamental du réseau et de la déviation moyenne,

Fig. 5.



on est conduit à assigner à ces rayons une longueur d'onde de $61\mu, 1$. C'est la plus grande longueur d'onde manifestée jusqu'ici dans le spectre infra-rouge.

Le sel gemme ⁽¹⁾ fournit un maximum unique, correspondant à une longueur d'onde de $51\mu, 2$; enfin la fluorine ⁽²⁾

(¹) RUBENS et ASCHKINASS, *Wied. Ann.*, t. LXV, 1898, p. 245.

(²) RUBENS, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 576.

(fig. 5) montre deux maximum dans la première image de diffraction. Ils se rapportent respectivement à des longueurs d'onde de 24^{μ} et de $31^{\mu},6$.

ANALOGIES DES RAYONS RESTANTS ET DES ONDES HERTZIENNES. —

Par l'ensemble de leurs propriétés, les rayons restants se rapprochent plus des ondes hertziennes que des ondes lumineuses. Le Tableau suivant se rapporte aux transparences de diverses substances pour les divers rayons restants (1); e désigne l'épaisseur de la lame employée

	e .	λ		
		24^{μ} .	52^{μ} .	61^{μ} .
Paraffine.....	1,9	18,0	43,0	52,0
Quartz.....	0,5	0	61,0	77,0
Fluorine.....	5,6	0	4,0	6,0
Sel gemme.....	3,0	4,0	0	0
Sylvine.....	3,6	34,0	0	0
Chlorure d'argent.....	1,7	43,7	0	0
Mica.....	0.02	7,0	53,0	55.0
Gutta-percha.....	0,1	"	50,0	56,0
Caoutchouc.....	1,0	0	3,0	6,0
Sulfure de carbone.....	1,0	60,0	98,0	97,0
Benzine.....	1,0	70.0	85,0	83,8
Pétrole.....	1,0	"	66,0	82,0
Eau.....	1,0	0	0	0
Alcool.....	1,0	0	0	0

On notera d'abord que la sylvine, le sel gemme et la fluorine se comportent respectivement comme des corps opaques pour les rayons restants qui leur sont propres.

En second lieu, il est remarquable que les corps les plus transparents pour ces grandes longueurs d'onde sont la paraffine, le sulfure de carbone, la benzine, le pétrole, c'est-à-dire les isolants les plus parfaits que nous possédions. Grâce à cette propriété isolante, ces substances sont aussi fort transparentes pour les ondes électriques, tandis qu'elles le sont, en général, assez peu pour les rayons calorifiques de

(1) RUBENS et NICHOLS, *Wied. Ann.*, t. LX, 1897, p. 418.

faible longueur d'onde. En revanche, les corps doués d'une conductibilité appréciable, l'eau et l'alcool, par exemple, sont absolument opaques, pour les rayons restants comme pour les ondes hertziennes.

A l'aide d'un prisme de quartz très aigu, on a pu mesurer l'indice ordinaire de cette substance pour les rayons restants du sel gemme et de la sylvine. On trouve $n = 2,18$, nombre très éloigné de l'indice moyen 1,5 relatif aux rayons visibles mais voisin de la racine carrée de la constante diélectrique $K = 4,6$.

Mais l'analogie la plus frappante entre les rayons restants et les ondes hertziennes a été manifestée par MM. Rubens et Nichols (1). Ces savants sont en effet parvenus à construire des résonateurs électromagnétiques sensibles aux rayons restants de la fluorine. Sur un plan de verre récemment argenté, on trace d'abord un réseau au $\frac{1}{100}$ de millimètre, puis, par une seconde série de traits perpendiculaires aux premiers, on divise la couche métallique en petits rectangles de dimensions égales.

On polarise les rayons restants de la fluorine par réflexion sur une lame de verre, sous l'angle de polarisation, qui, pour ces rayons, est de 69° .

Tous les résonateurs présentent alors un pouvoir réflecteur maximum quand leur plus grande dimension est parallèle au vecteur électrique (direction que devrait posséder la vibration électrique si les ondes employées étaient des ondes hertziennes). La résonance est minimum quand on fait tourner les réseaux dans leur plan de 90° à partir de la position précédente.

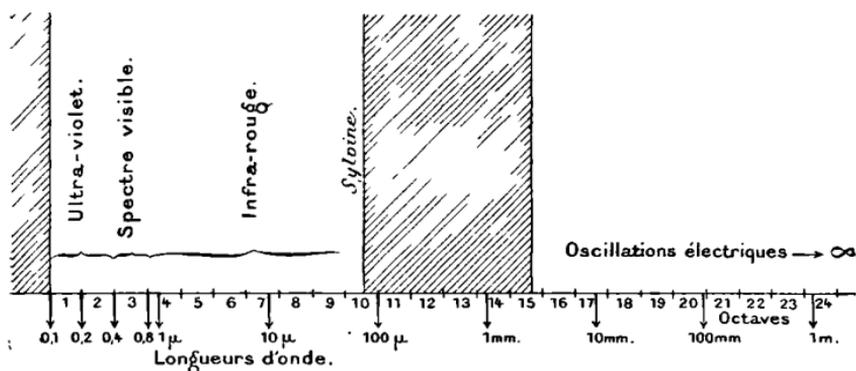
REPRÉSENTATION GRAPHIQUE DU SPECTRE. — Pour montrer dans leur ensemble, en un Tableau graphique, toutes les longueurs d'onde dont on a jusqu'ici manifesté l'existence, on peut avoir recours à une représentation logarithmique (2). C'est le mode de représentation courant employé en acoustique.

(1) RUBENS et NICHOLS, *Wied. Ann.*, t. LX, 1897, p. 418.

(2) CH.-ED. GUILLAUME, *Revue générale des Sciences*, 1899, p. 5.

Sur un axe (*fig. 6*) divisé en parties d'égale longueur, on porte en abscisses les logarithmes des longueurs d'onde. On a marqué les limites du spectre ultra-violet, comprenant, à

Fig. 6.



partir de $0^{\mu},1$ (rayons de Schumann) jusqu'à la limite du spectre visible, tout près de deux octaves. Le spectre visible en occupe approximativement une; le spectre infra-rouge en compte 6, de $0^{\mu},8$ à 61^{μ} . Après cela, nous trouvons une lacune : elle s'étend des rayons restants de la sylvine aux ondes électromagnétiques les plus courtes (4^{mm}) observées par M. Lampa (¹). Cette lacune ne comprend guère que cinq octaves, au delà desquelles les ondes électriques forment un ensemble illimité.

TRANSPARENCE ET POUVOIR RÉFLECTEUR DES MÉTAUX.

EXPÉRIENCES DE MM. HAGEN ET RUBENS. — L'absorption des métaux dans les diverses régions du spectre a fait, dans ces dernières années, l'objet d'études approfondies de MM. Hagen et Rubens (²). On sait aujourd'hui produire, par projection

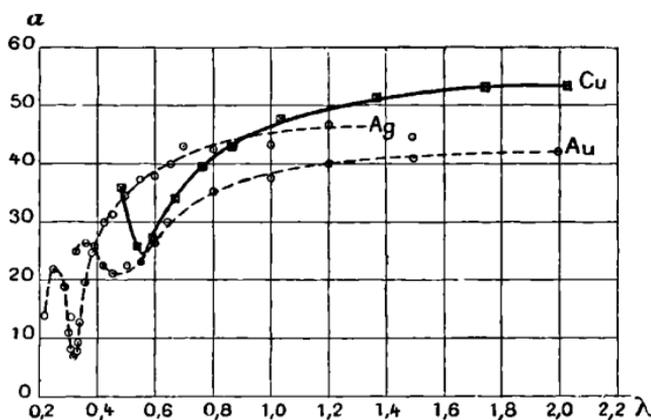
(¹) LAMPA, *Wied. Ann.*, t. XLI, 1897, p. 83.

(²) HAGEN et RUBENS, *Drude's Ann.*, t. VIII, 1902, p. 432; *Journal de Physique*, 4^e série, t. II, p. 739 Voir aussi MARTENS, *Drude's Ann.*, t. VI, 1901, p. 603, et t. VIII, 1902, p. 459; *Journal de Physique*, 4^e série, t. II, p. 333 et 743.

cathodique ou *ionoplastie*, des dépôts de divers métaux en couches transparentes sur lesquelles ont porté les observations.

Les courbes (*fig. 7*) ont été construites en prenant pour

Fig. 7.



abscisses les longueurs d'onde et pour ordonnées les coefficients d'absorption α .

Les courbes relatives à l'argent et à l'or sont particulièrement remarquables. Quand la longueur d'onde augmente, à partir de $0\mu,2$ le coefficient d'absorption α croît d'abord jusqu'à un maximum, puis décroît jusqu'à un minimum plus accusé pour l'argent que pour l'or, croît de nouveau et paraît tendre vers une valeur asymptotique. Le cuivre, d'après les expériences de M. Javal ⁽¹⁾, fournit une courbe analogue.

On sait que M. de Chardonnet ⁽²⁾ avait depuis longtemps mis en évidence la transparence relative de l'argent pour certaines radiations ultra-violettes.

MM. Hagen et Rubens ⁽³⁾ ont aussi étudié le pouvoir réflecteur r des métaux dans diverses régions du spectre. Le Tableau suivant donnant les valeurs de $100 r$ résume les résultats

(1) JAVAL, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8^e série, t. IV, 1905, p. 137.

(2) Voir t. III, 3^e fasc., p. 106.

(3) HAGEN et RUBENS, *Drude's Ann.*, t. VIII, 1902, p. 1; *Journal de Physique*, 4^e série, t. II, p. 613.

qu'ils ont obtenus dans leurs premières expériences. Les longueurs d'onde λ sont exprimées en millièmes de microns.

	$\lambda =$						
	251.	288.	305.	316.	326.	338.	347.
Argent neuf.....	34,1	21,2	9,1	4,2	14,6	55,5	74,5
Argent vieux.....	17,6	14,5	11,2	5,1	8,0	41,1	55,7
Platine.....	34,8	38,8	39,8	"	41,4	"	43,4
Nickel.....	37,8	42,7	44,2	"	45,2	46,5	48,8
Acier non trempé.....	32,9	35,0	37,2	"	40,3	"	45,0
Or.....	38,8	34,0	31,8	"	28,6	"	27,9
Cuivre galvanisé.....	"	"	"	"	"	"	"
Cuivre pur (1).....	25,9	24,3	25,3	"	24,9	"	27,3
Alliage de Rosse (2)...	29,9	37,7	41,7	"	"	"	51,0
All. de Schröder (3) n° 1.	40,1	48,4	49,8	"	54,3	"	56,6
» n° 6.	39,2	42,7	44,7	"	50,1	"	53,0
Magnalium (4).....	67,0	70,6	72,2	"	75,5	"	81,2
Alliage de Brandes (5).	35,8	37,1	37,2	"	39,3	"	43,3

	$\lambda =$						
	* 385.	420.	450.	500.	550.	600.	650.
Argent neuf.....	81,4	86,6	90,5	91,3	92,7	92,6	93,5
Argent vieux.....	65,0	73,0	81,1	83,9	85,0	86,3	88,6
Platine.....	45,4	51,8	54,7	58,4	61,1	64,2	66,3
Nickel.....	49,6	56,6	59,4	60,8	62,6	64,9	65,9
Acier non trempé.....	47,8	51,9	54,4	54,8	54,9	55,4	55,9
Or.....	27,1	29,3	33,1	47,0	74,0	81,4	88,9
Cuivre galvanisé.....	"	"	48,8	53,3	59,5	83,5	89,0
Cuivre pur.....	28,6	32,7	37,0	43,7	47,7	71,8	80,0
Alliage de Rosse.....	53,1	56,4	60,0	63,2	64,0	64,3	65,6
All. de Schröder n° 1.	60,0	62,2	62,6	62,5	63,4	64,2	65,1
» n° 6.	55,3	59,6	62,4	62,5	63,6	65,2	66,6
Magnalium.....	83,9	83,3	83,4	83,3	82,7	83,0	82,1
Alliage de Brandes....	44,3	47,2	49,2	49,3	48,3	47,5	49,7

(1) Du commerce.

(2) Alliage identique à l'alliage de Brashear 68,2 Cu + 31,8 Sn.

(3) Alliages de Schröder. All. n° 1 : 66 Cu + 22 Sn + 12 Zn ; All. n° 6 : 60 Cu + 30 Sn + 10 Ag.

(4) Magnalium 69 Al + 31 Mg.

(5) Alliage de Brandes-Schönemann : 41 Cu + 26 Ni + 24 Sn + 8 Fe + 1 Sb.

	$\lambda =$					
	700.	800.	900.	1000.	1200.	1500.
Argent neuf.....	94,6	96,3	"	96,6	"	98,4
Argent vieux.....	"	91,6	"	94,4	97,1	98,5
Platine.....	69,0	70,3	73,6	75,5	77,7	79,0
Nickel.....	68,8	69,6	71,6	73,5	76,5	81,4
Acier non trempé....	57,6	58,0	"	62,3	67,8	71,9
Or.....	92,3	94,9	96,4	97,1	97,6	97,3
Cuivre galvanisé.....	90,7	"	"	"	"	"
Cuivre pur.....	83,4	88,6	91,6	93,0	95,1	94,5
Alliage de Rosse.....	66,8	71,5	74,1	74,6	75,4	76,5
All. de Schræder n° 1..	67,2	71,5	73,2	74,9	76,1	76,5
» n° 6..	69,4	74,5	74,9	76,0	76,1	77,0
Magnalium.....	83,3	84,3	"	84,1	"	83,6
Alliage de Brandes.....	54,9	63,1	"	71,3	"	80,9

Il y a lieu de remarquer dans ce Tableau :

1° En ce qui concerne l'argent, l'or et le cuivre, l'existence d'un minimum de pouvoir réflecteur dans l'ultra-violet, correspondant au maximum de la transparence;

2° L'accroissement général du pouvoir réflecteur pour les grandes longueurs d'onde, correspondant aussi, dans le cas des trois métaux dont nous avons étudié l'absorption, à un décroissement de la transparence;

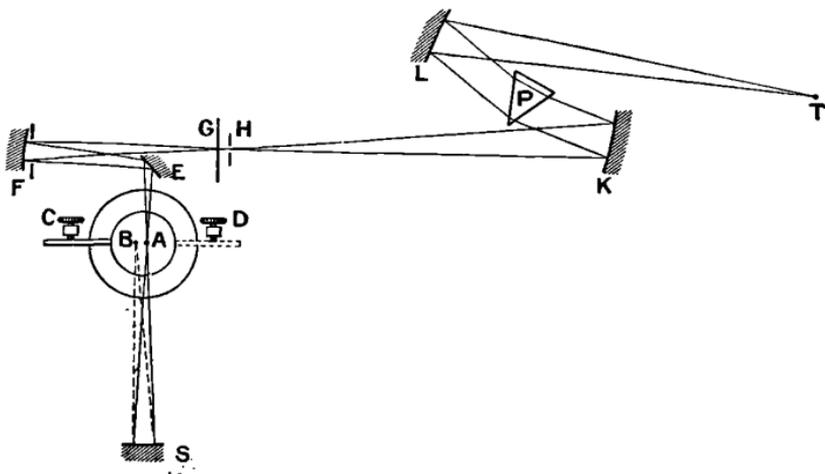
3° Il y a enfin lieu de signaler la propriété remarquable que possède le magnalium d'avoir, dans toute l'étendue du spectre visible et dans l'infra-rouge, un pouvoir réflecteur sensiblement constant. Cette propriété pourra souvent être utilisée.

ÉTUDE SPÉCIALE DU POUVOIR RÉFLECTEUR DANS L'INFRA-ROUGE. — Dans de nouvelles expériences, MM. Hagen et Rubens ⁽¹⁾ ont poussé leurs investigations, sur le pouvoir réflecteur des métaux dans l'infra-rouge, jusqu'à des longueurs d'onde beaucoup plus grandes. La disposition adoptée est représentée figure 8. H est la fente d'un spectroscopie catoptrique LPK, dont le prisme P est de fluorine ou de sylvine,

(1) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8^e série, t. I, 1904, p. 185.

suivant qu'il s'agit d'étudier des longueurs d'onde inférieures ou supérieures à 8μ . G est un écran mobile, S le miroir à étudier. E, F sont deux miroirs supplémentaires qui demeurent les mêmes dans toutes les mesures.

Fig. 8.



La source de radiations est le filament d'une lampe Nernst, placée un peu obliquement par rapport au miroir S, de façon que, quand la lampe est en B, son image fournie par le miroir soit en A. La lampe peut se déplacer de A en B, et la pile thermo-électrique T reçoit ainsi à volonté le rayonnement direct de la lampe ou le rayonnement réfléchi par S.

Les métaux étudiés (massifs, déposés par voie chimique ou par projection cathodique) étaient toujours des miroirs concaves de surface utile et de rayon identiques.

Le Tableau suivant résume les résultats, reproduits sur les courbes (*fig. 9*).

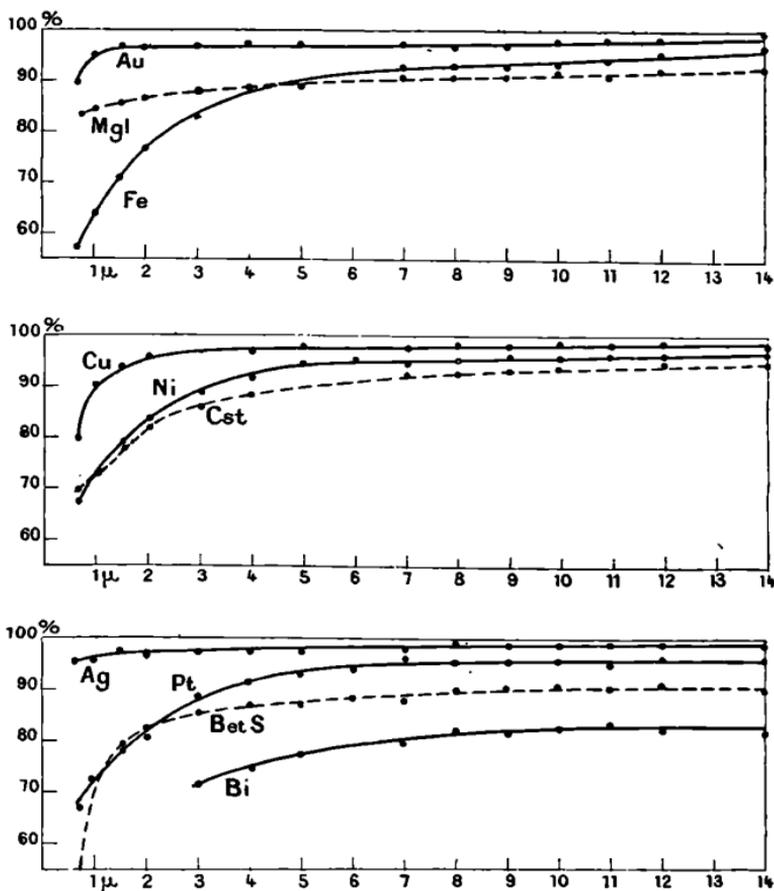
RADIATIONS.

λ	ARGENT			OR			PLATINE		NICKEL		ACIER	BISMUTH.	CONSTANTAN	PATENTNICKEL		ALLIAGE BRANDES	ALLIAGE ROSSE	MAGNALITM	
	massif, pur.	dépôt chimique.	pulvérisé.	électrolytique.	dépôt chimique.	pulvérisé.	électrolytique.	électrolytique.	massif, pur.	électrolytique.	non trempé.	"	80 Cu + 40 Ni.	M 87 Cu + 25 Ni.	P 80 Cu + 20 Ni.	ALLIAGE BRANDES et SCHOENEMANN.	68,2 Cu + 31,8 Sn.	69 Al + 31 Mg.	
0,65 (1)	95,6	95,9	94,6	"	88,9	89,6	89,1	66,8	63,8	67,2	67,3	56,8	"	70,0	71,0	73,0	51,2	65,3	83,2
0,70	96,1	96,2	"	82,9	92,3	91,3	"	"	"	"	"	"	"	71,2	71,4	73,8	"	"	"
1,0	96,4	97,5	95,5	90,1	"	91,7	93,6	72,9	70,4	73,0	72,0	63,1	"	72,4	72,6	75,0	69,8	70,5	84,1
1,5	97,3	97,9	"	93,8	97,3	96,7	94,8	77,7	75,3	79,9	78,6	70,8	"	77,8	79,3	79,9	79,1	75,0	85,5
2,0	97,3	97,8	96,8	95,5	96,8	96,5	94,9	80,6	79,8	83,5	83,5	76,7	"	82,3	83,5	84,1	82,3	80,4	86,7
3,0	97,3	98,1	97,4	97,1	96,7	95,6	95,6	88,8	88,5	88,1	88,7	83,0	71,7	85,6	89,1	89,8	85,8	86,2	87,4
4,0	97,7	98,5	97,6	97,3	96,0	97,2	96,0	91,5	91,6	92,5	91,1	87,8	75,2	88,3	91,4	92,1	87,1	88,5	88,7
5,0	97,3	98,1	97,3	97,9	97,0	96,9	95,7	93,5	90,8	94,7	94,4	89,0	77,2	89,5	92,2	92,2	87,3	89,1	89,0
7,0	98,5	98,5	98,3	98,3	97,3	97,3	95,7	95,5	93,0	94,8	94,3	92,9	79,5	92,7	92,3	92,1	88,6	90,1	90,0
8,0 (2)	99,0	98,5	98,1	98,6	97,8	96,8	96,1	95,1	92,5	95,0	95,7	93,0	81,5	92,7	93,5	92,5	89,8	91,0	90,9
9,0	98,9	98,7	98,1	98,4	98,0	96,7	96,1	95,4	92,5	95,6	95,6	92,9	81,4	93,0	93,7	92,2	90,3	92,2	90,6
10,0	99,0	98,7	98,3	98,5	97,8	97,7	96,4	95,6	93,1	95,4	95,6	93,5	82,3	94,0	93,0	92,6	90,6	92,9	91,8
11,0	99,0	98,8	98,8	98,4	98,3	97,7	96,5	92,6	92,7	95,9	95,9	94,0	83,2	93,4	93,0	93,8	90,2	92,9	90,7
12,0	98,9	98,8	98,1	98,4	97,8	97,9	97,2	96,5	94,9	95,7	96,1	95,1	82,2	94,0	93,0	94,3	90,9	92,9	92,5
14,0	98,8	98,3	"	97,9	97,9	98,7	96,7	96,4	94,7	95,6	97,2	96,0	81,6	94,2	92,6	93,4	90,3	93,6	91,2

(1) Pour $\lambda = 0,65$, $6,5$ et $0,65^{\mu}$, une couche d'eau était intercalée sur le trajet des rayons.(2) Les valeurs pour 8^{μ} à 14^{μ} résultent d'observations faites sur des plaques massives de platine.

Si l'on compare les valeurs du pouvoir réflecteur des divers métaux pour les grandes longueurs d'onde, on reconnaît qu'ils se placent dans l'ordre des conductivités électriques

Fig. 9.



croissantes. Le Tableau suivant donne, pour $\lambda = 12\mu$, la proportion $100(1-r)$ de radiation que le métal absorbe sur 100 parties de radiation incidente et, en regard, la conductivité k du métal ⁽¹⁾ à 18°, et enfin le produit

$$100(1-r)\sqrt{k}.$$

(1) HAGEN et RUBENS, *Loc. cit.*

RADIATIONS.

	$100(1-r)$.	k .	$100(1-r)\sqrt{k}$.
Argent.....	1,15	61,4	9,00
Cuivre.....	1,6	57,2	12,1
Or.....	2,15	41,3	13,8
Platine.....	3,5	9,24	10,6
Nickel.....	4,1	8,5	12,0
Acier.....	4,9	5,02	11,0
Bismuth.....	17,8	0,84	16,3
Patentnickel M....	7,0	2,94	12,0
» P.....	5,7	3,81	11,1
Constantan.....	6,0	2,04	8,6
Alliage Rosse.....	7,1	2,07	10,2
» Brandes....	9,1	1,48	11,1
Valeur moyenne.....			11,0
» calculée.....			10,54

D'après la théorie électromagnétique de la lumière, le produit $100(1-r)\sqrt{k}$ doit avoir une valeur constante pour une radiation de longueur d'onde donnée. Le nombre calculé, indiqué au bas de la troisième colonne, a été ainsi déduit de la formule

$$(1) \quad 100(1-r)\sqrt{k} = \frac{36,5}{\lambda}$$

fournie par la théorie électromagnétique. k est l'inverse de la résistance, mesurée en ohms, d'un fil de 1^m de longueur et de 1^{mm^2} de section.

Les observations faites pour $\lambda = 4\mu$ et 8μ donnent de même

λ .	$\frac{36,5}{\sqrt{\lambda}}$.	$100(1-r)\sqrt{k}$.
4μ	18,25	19,4
8μ	12,90	13

Cette confirmation de la théorie électromagnétique paraîtra certainement des plus remarquables.

POUVOIR ÉMISSIF DES MÉTAUX POUR LES GRANDES LONGUEURS D'ONDE. — Une vérification non moins importante a été faite

par les mêmes savants (1) en mesurant le pouvoir émissif des métaux pour les grandes longueurs d'onde.

Le pouvoir émissif des métaux était comparé à celui du corps noir idéal à l'aide d'une sorte de cube de Leslie, chauffé à 170° par un bain d'aniline (2). Les faces de ce cube portaient les lames métalliques à étudier. Dans l'intérieur du cube se trouvait un corps creux en cuivre noirci, dont l'orifice, ouvert sur l'une des faces du cube, constituait le corps noir. Les rayons émis, réfléchis trois à quatre fois sur des miroirs de fluorine, fournissaient un faisceau de rayons restants dont la longueur d'onde moyenne était de 25 μ ,5.

Le pouvoir émissif relatif $\frac{E}{e}$ d'un métal poli est égal à son pouvoir absorbant et, par conséquent, à $1 - r$; on peut donc appliquer directement la formule (1) de l'article précédent au calcul des résultats. Pour la longueur d'onde 25 μ ,5, la formule donne $100 \frac{E}{e} = 100(1 - r) = 7,23$.

Les expériences ont porté sur l'argent, le cuivre, l'or, l'aluminium, le zinc, le cadmium, le platine, le nickel, l'étain, l'acier, le mercure, le bismuth, le bronze, les patentnickel M et P, le manganin et le constantan. Laissant de côté le bismuth, qui s'écarte de la loi comme on l'a vu par les Tableaux précédents, on trouve en moyenne 7,35 pour les métaux purs, 7,41 pour les alliages. L'accord est donc satisfaisant.

La conductivité des métaux décroît d'une façon presque linéaire quand leur température s'élève. D'après la formule (1), l'émissivité $1 - r$ doit croître dans le rapport inverse. C'est encore ce que MM. Hagen et Rubens ont vérifié par des expériences un peu indirectes, mais très satisfaisantes, et pour lesquelles nous renverrons le lecteur au Mémoire original.

DISPERSION DES MÉTAUX. — A l'aide du pouvoir réflecteur r

(1) HAGEN et RUBENS, *Loc. cit.*

(2) Ce bain était maintenu à température invariable par un courant traversant une spirale de constantan.

et du coefficient d'extinction g égal à $\frac{\lambda}{4\pi\alpha}$ (α coefficient d'absorption), on peut calculer l'indice de réfraction n par la formule

$$n = \frac{1+r}{1-r} + \sqrt{\left(\frac{1+r}{1-r}\right)^2 - (g^2 + 1)}$$

donnée par la théorie de la réflexion métallique.

MM. Hagen et Rubens ⁽¹⁾ trouvent ainsi que l'indice n de l'argent, égal à 3,5 pour $\lambda = 0^{\mu}, 251$, décroît jusqu'à 0,2 pour $0^{\mu}, 357$, remonte, dans le bleu, à 0,22, à 0,4 dans le rouge et à 0,63 dans l'infra-rouge, pour $\lambda = 1^{\mu}, 5$. La dispersion de l'argent est donc franchement anormale.

Il ne faut d'ailleurs demander à une formule de dispersion, ainsi calculée d'une manière indirecte, que de simples indications sur la marche du phénomène. De faibles erreurs sur r ou sur α peuvent en effet entraîner des erreurs relatives beaucoup plus importantes sur la valeur de l'indice n ⁽²⁾.

RETOUR SUR LES THÉORIES DE LA DISPERSION.

FORMULES DIVERSES. — On sait quel lien étroit l'expérience révèle entre l'absorption et la dispersion ⁽³⁾.

Si l'on compare l'amortissement d'une vibration qui se propage dans un milieu absorbant à celui d'un pendule qui oscille dans un milieu résistant, on est porté à attribuer l'amortissement des vibrations de l'éther à un frottement exercé par les molécules pondérables. De même qu'un frottement, en même temps qu'il amortit l'amplitude de l'élongation d'un pendule, en modifie la durée d'oscillation, de même une force de frottement ajoutée aux forces élastiques dans le second membre de l'équation du mouvement de l'éther nous donnera, en même temps qu'un amortissement

(1) HAGEN et RUBENS, *Drude's Ann.*, t. VIII, p. 453.

(2) Voir ci-après, p. 77, l'étude de la dispersion électrique.

(3) Voir t. III, 3^e fasc., p. 631.

de l'oscillation, une vitesse de propagation différente de $\sqrt{\frac{E}{\rho}}$.

Cette conception conduit à la formule

$$(1) \quad \rho \frac{\partial^2 \gamma}{\partial t^2} = E \frac{\partial^2 \gamma}{\partial z^2} - p \frac{\partial \gamma}{\partial t},$$

dans laquelle ρ est la densité attribuée à l'éther dans le milieu transparent, E son élasticité, p un coefficient constant caractéristique du frottement, supposé proportionnel à la vitesse $\frac{\partial \gamma}{\partial t}$.

La formule (1), proposée par M. O.-E. Meyer (1), admet des solutions périodiques de la forme

$$(2) \quad \gamma = e^{-\alpha t} \sin(\beta t - \gamma z - \varphi),$$

avec les relations

$$(3) \quad \begin{cases} \beta^2 = \frac{E}{\rho} (\gamma^2 - \alpha^2), \\ \rho \beta = 2 \frac{E}{\rho} \gamma \alpha; \end{cases}$$

La formule (2) représente bien une vibration qui s'amortit à mesure qu'elle se propage, mais cette formule conduit en outre à des conséquences que l'expérience ne vérifie pas.

Si l'on pose

$$(4) \quad \beta = \frac{2\pi}{l}, \quad \gamma = \frac{2\pi}{l},$$

l est la longueur d'onde, dans le milieu, de la vibration; sa fréquence est $\frac{1}{l}$. La vitesse de propagation dans le milieu est donc

$$(5) \quad V = \frac{l}{T} = \frac{\beta}{\gamma},$$

(1) Voir t. III, 3^e fasc. p. 635.

et l'indice n est, par définition,

$$(6) \quad n = \frac{V}{V'} = \frac{\gamma}{\beta} V = \frac{p}{\frac{E}{2} \frac{\alpha}{\rho}} V.$$

Il devrait varier exactement en raison inverse du coefficient d'absorption α , ce qui n'est pas conforme à l'observation.

Si l'on pose, pour abrégé,

$$(7) \quad \frac{E}{\rho} = V_0,$$

le carré de l'indice, exprimé en fonction de la longueur d'onde dans le vide λ , est

$$(8) \quad n^2 = \frac{1}{2V_0^2} \left[V^2 + \sqrt{V^4 + \frac{p^2 V^2 \lambda^2}{4\pi^2}} \right].$$

D'après cette formule, l'indice croîtrait toujours avec la longueur d'onde dans le vide, c'est-à-dire que, pour toutes les longueurs d'onde et si faible que fût l'absorption, la dispersion serait anormale. De plus tous les corps devraient absorber principalement la partie la plus réfrangible du spectre. Tout cela est en opposition avec les faits. L'hypothèse que nous avait suggérée l'analogie est donc tout à fait insuffisante.

Au reste, dans l'état actuel de la Science, un frottement n'est plus une notion qui se suffit à elle-même. Il a besoin d'être expliqué, par exemple par une théorie cinétique, comme celle du frottement interne des gaz. Dire que l'éther frotte contre la matière, c'est dire que celle-ci absorbe une partie de l'énergie de la vibration, ce qui signifie qu'elle entre elle-même en mouvement. Nous ne pouvons douter que l'éther vibrant ne soit susceptible de céder de l'énergie à la matière, puisque celle-ci s'échauffe, parfois même se décompose ou se transforme, et qu'en définitive l'énergie ne peut être impartie ou enlevée à l'éther que par la réaction de la matière.

Ce ne peut donc être une équation différentielle unique que l'on doit considérer, mais, au minimum, un système de

deux équations différentielles, relatives, l'une au mouvement de l'éther, l'autre au mouvement de la matière.

Écartant le cas de réactions chimiques et demeurant dans une conception purement cinétique des phénomènes, nous serons conduits, avec M. Boussinesq (1), à écrire les deux équations

$$(9) \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = E \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} + F, \\ P \frac{\partial^2 y_1}{\partial t^2} = -F, \end{array} \right.$$

dont la première se rapporte à l'éther de densité ρ , la seconde à la matière absorbante de densité P . F représente l'action de la matière sur l'éther, c'est une fonction dont la forme est inconnue. Le changement de signe de F dans la seconde formule signifie que la réaction de l'éther sur la matière est égale en grandeur et opposée en direction à l'action de la matière sur l'éther.

A ce degré de généralité, la conception de M. Boussinesq n'est une hypothèse qu'en tant qu'on admet qu'il est possible de représenter par deux équations différentielles le mouvement de deux milieux qui se pénètrent. Mais on ne peut obtenir de conséquences utilisables qu'en faisant des hypothèses particulières sur la forme de F .

Sellmeier (2) a proposé de considérer la force F comme proportionnelle à l'écart relatif d'une molécule d'éther par rapport à une molécule matérielle

$$(10) \quad F = p(y_1 - y)$$

et à ne considérer que les solutions du système d'équations (10) qui sont de forme périodique.

On obtient une telle solution en posant

$$(11) \quad \left\{ \begin{array}{l} y = A \sin \frac{2\pi}{\lambda} (Vt - nz), \\ y_1 = A_1 \sin \frac{2\pi}{\lambda} (Vt - nz), \end{array} \right.$$

(1) BOUSSINESQ, *Journal de Liouville*, t. XIII, 1868, p. 313.

(2) SELMEIER, *Pogg. Ann.*, t. CXLIII, 1871, p. 272.

avec

$$(12) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{A_1}{A} = \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2}, \quad \lambda_1^2 = \frac{4\pi^2 P V^2}{P}, \\ n_2 = a + \frac{b}{\lambda^2 - \lambda_1^2}, \quad a = \frac{(\rho + P) V^2}{E}, \quad b = \frac{\rho \lambda_1^4}{4\pi^2 E}. \end{array} \right.$$

La forme de la relation qui exprime ici l'indice n en fonction de la longueur d'onde λ est parmi celles qui réussissent le mieux. Mais la valeur (11) de y ne représente malheureusement pas une vibration qui s'amortit en se propageant : c'est une vibration d'amplitude uniforme. La matière n'intervient que pour réduire dans un certain rapport l'amplitude A de la vibration de l'éther dans le milieu par rapport à l'amplitude dans le vide. Cette conclusion est absolument inacceptable.

D'ailleurs le terme constant de l'indice est le quotient de la vitesse dans le vide par une vitesse $\frac{E}{(P + \rho)}$. Étant donnée l'énormité de la valeur de P , ce quotient serait lui-même très grand. L'indice aurait des valeurs incomparablement supérieures à celles que l'on mesure réellement. Pour écarter cette difficulté il faudrait admettre que ce n'est pas l'ensemble de la matière pondérable qui est entraîné, mais seulement une très petite partie de celle-ci, dont la densité, dans l'espace occupé par la matière, serait seulement de l'ordre de grandeur de la densité de l'éther.

Pour essayer de réunir les avantages et de supprimer les inconvénients des théories précédentes, on peut adopter une théorie mixte, en admettant, avec Helmholtz⁽¹⁾, qu'une force de frottement est appliquée aux molécules matérielles, ce qui introduit un amortissement. Helmholtz admet aussi une réaction élastique de la matière sur la matière; il est ainsi conduit au système d'équations différentielles simultanées

$$(13) \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = E \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} + m(y_1 - y), \\ P \frac{\partial^2 y_1}{\partial t^2} = -m(y_1 - y) - p y_1 - r \frac{\partial y_1}{\partial t}. \end{array} \right.$$

(1) HELMHOLTZ, *Pogg. Ann.*, t. CLIV, p. 582.

Nous ne développerons pas la solution qui est compliquée.

Si l'on se borne à considérer le cas où le coefficient r du terme de frottement est négligeable, c'est-à-dire le cas des corps transparents, on obtient la formule de dispersion

$$(14) \quad n^2 = a - c\lambda^2 + \frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2}.$$

L'expression (14) de n^2 ne diffère de (12) (Sellmeier) que par la valeur des constantes a et b_1 et par l'introduction d'un terme proportionnel au carré de la longueur d'onde.

Si dans les formules (13) de Helmholtz on supprime la force élastique $-py_1$, on fait aussi disparaître de la valeur (14) de n^2 le terme proportionnel au carré de la longueur d'onde.

L'expérience conduit à employer des formules de dispersion de la forme

$$(15) \quad n^2 = a + \frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{b_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots,$$

proposée d'abord par Ketteler. La théorie de Helmholtz se prête à l'interprétation de telles formules; mais il faut, pour cela, admettre autant de variétés de molécules matérielles covibrantes qu'on veut introduire de termes fractionnaires dans la valeur de n^2 .

Une telle conception n'est pas absurde *a priori*. Les électrolytes, comprenant les diélectriques comme cas limite, sont les corps transparents par excellence. On les considère comme susceptibles de se dissocier en deux ions, qui n'apparaissent, en général, qu'en petites quantités, c'est-à-dire avec des densités très faibles. Ces ions pourraient être les deux sortes de molécules covibrantes, dont la formule de Ketteler, réduite à deux termes fractionnaires, suppose l'existence.

Au reste, nous ne savons que bien peu de chose sur la nature intime des molécules et des atomes. Il paraît surtout utile, pour le moment, de multiplier les données numériques, par des mesures d'indice et de coefficients d'absorption dans toute l'étendue du spectre complet, tel que nous le connaissons maintenant. Ces études ne sont pour ainsi dire qu'à leur début. Elles indiqueront sans doute la voie dans

laquelle doit être cherchée une théorie parfaitement satisfaisante des phénomènes de dispersion.

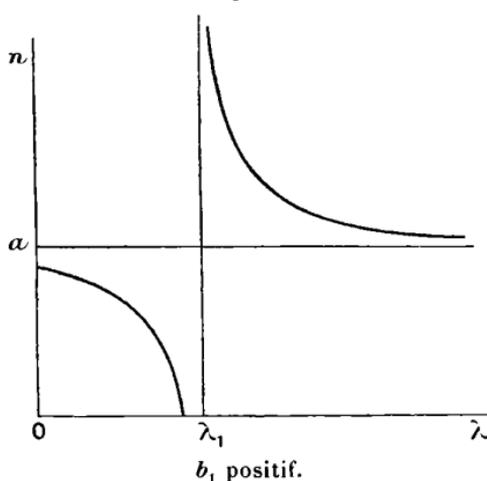
FORME DES COURBES DE DISPERSION PRÉVUES PAR LA FORMULE DE KETTELER. — La formule (15) est intéressante à étudier de plus près au point de vue de la forme des courbes qu'elle représente.

Occupons-nous d'abord de la formule à un seul terme fractionnaire

$$n^2 = a + \frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2}.$$

Prenons pour abscisses les longueurs d'onde et pour ordonnées les indices n , et supposons a et b_1 positifs et $\lambda_1 > \sqrt{\frac{b_1}{a}}$. Les indices étant des quantités essentiellement positives, ainsi que les longueurs d'onde, la courbe aura l'aspect général représenté par la figure 10. Pour des valeurs de λ supé-

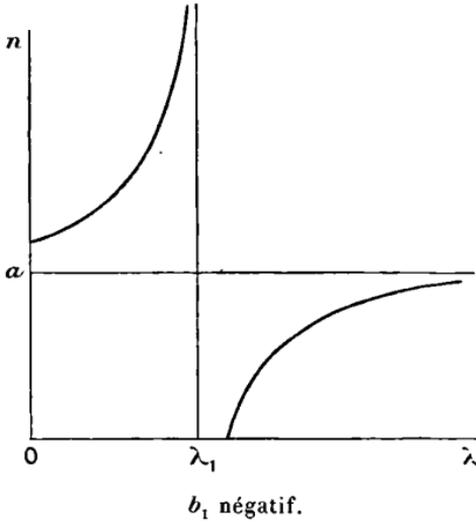
Fig. 10.



rieures à λ_1 , l'indice décroît quand la longueur d'onde augmente : la dispersion est normale. Il en est de même pour des valeurs de la longueur d'onde inférieures à $\sqrt{\frac{b_1}{a}}$. Dans

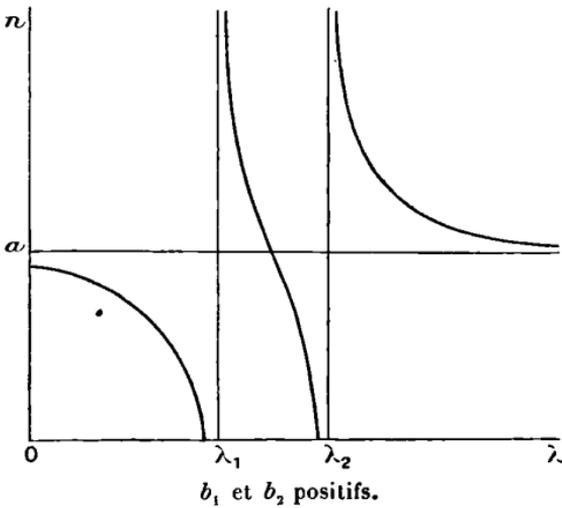
l'intervalle de $\sqrt{\frac{b_1}{a}}$ à λ_1 , l'indice est imaginaire. Le milieu

Fig. 11.



réfléchit totalement les rayons correspondants. Enfin l'indice devient infini pour $\lambda = \lambda_1$.

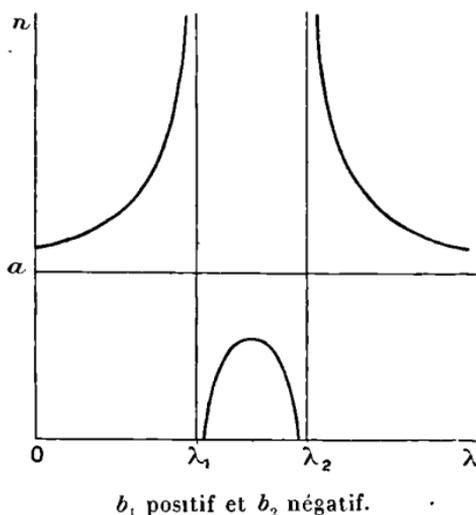
Fig. 12.



Si l'on suppose b_1 négatif, la dispersion est anormale pour

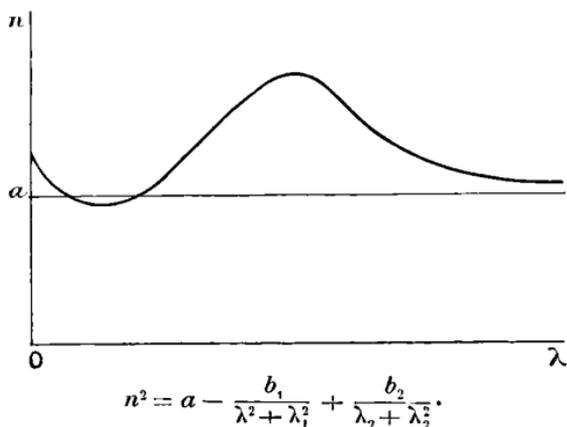
toutes les longueurs d'onde et l'on retrouve encore un indice infini pour $\lambda = \lambda_1$ et, pour des valeurs un peu plus grandes que λ_1 , l'indice est imaginaire (*fig. 11*).

Fig. 13.



Dans les deux cas, les indices infinis se présentent à la limite d'une région d'opacité ou, si l'on préfère, d'une bande d'absorption.

Fig. 14.



Chaque nouvelle fraction ayant en dénominateur λ^2 , introduite dans la formule de dispersion, donne un indice infini et

une région d'opacité correspondante; suivant les cas, il peut y avoir dans le spectre des régions à dispersion normale et à dispersion anormale (*fig. 12 et 13*).

Enfin si l'on remplace, dans la formule de Ketteler, $-\lambda_1^2$, $-\lambda_2^2$ par $+\lambda_1^2$, $+\lambda_2^2$, on fait disparaître les discontinuités, mais l'indice peut alors présenter des maximums et des minimums. Parmi les formes que l'on peut ainsi obtenir, nous citerons celle qui est représentée figure 14. L'expérience a fourni des courbes de dispersion de formes plus ou moins analogues (¹).

Si l'on reçoit le spectre normal, fourni par une petite ouverture et par un réseau, sur un prisme d'angle A très aigu, formé de la substance à étudier et que l'on ait soin de croiser le prisme et le réseau, on obtient un tracé expérimental de la courbe de dispersion. En effet, les abscisses sont proportionnelles aux longueurs d'onde et les ordonnées D

$$D = (n - 1)A$$

ne diffèrent que par une constante A d'une quantité proportionnelle à l'indice.

On pourra même obtenir des renseignements précieux sur la marche de la dispersion au voisinage d'une bande d'absorption en remplaçant le réseau par un prisme de substance transparente pour les radiations étudiées. Les abscisses varient alors en sens inverse de la longueur d'onde; mais il suffit de retourner la figure pour avoir, de la courbe de dispersion, une image qui, bien que déformée, en reproduit cependant les traits essentiels.

On reconnaît dans les courbes de dispersion anormale obtenues à l'aide de prismes croisés les principaux caractères des courbes représentatives de la formule (15) (²).

(¹) On peut aussi employer, pour représenter ces cas de dispersion sans discontinuité, des formules telles que

$$n^2 = a + \frac{\beta\lambda^2 + c}{(\lambda^2 - \alpha)^2 + \beta^2},$$

a , b , c , α et β étant des constantes.

(²) Voir t. II, 3^e fasc., p. 634.

DISPERSION ANOMALE DE LA VAPEUR DE SODIUM. — On doit à M. H. Becquerel ⁽¹⁾ une expérience remarquable sur la dispersion de la vapeur de sodium au voisinage de la raie D. Dans un brûleur de Bunsen (*fig. 15*) on dispose une petite

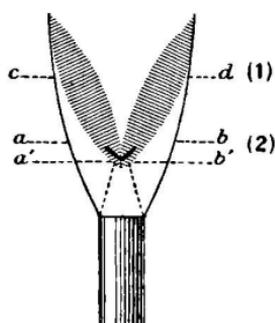
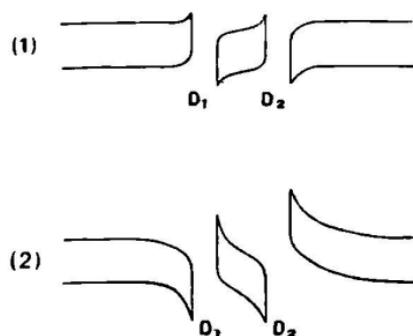


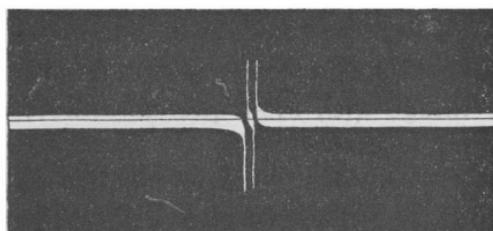
Fig. 15.



nacelle en platine formant gouttière, et l'on y dépose le sel marin. La flamme se divise en deux langues prismatiques ayant leur arête en haut.

En arrière de la flamme, on dispose une fente horizontale et, au delà, un réseau assez dispersif pour séparer nettement les deux raies D. Suivant que l'on observe le spectre ainsi

Fig. 16.



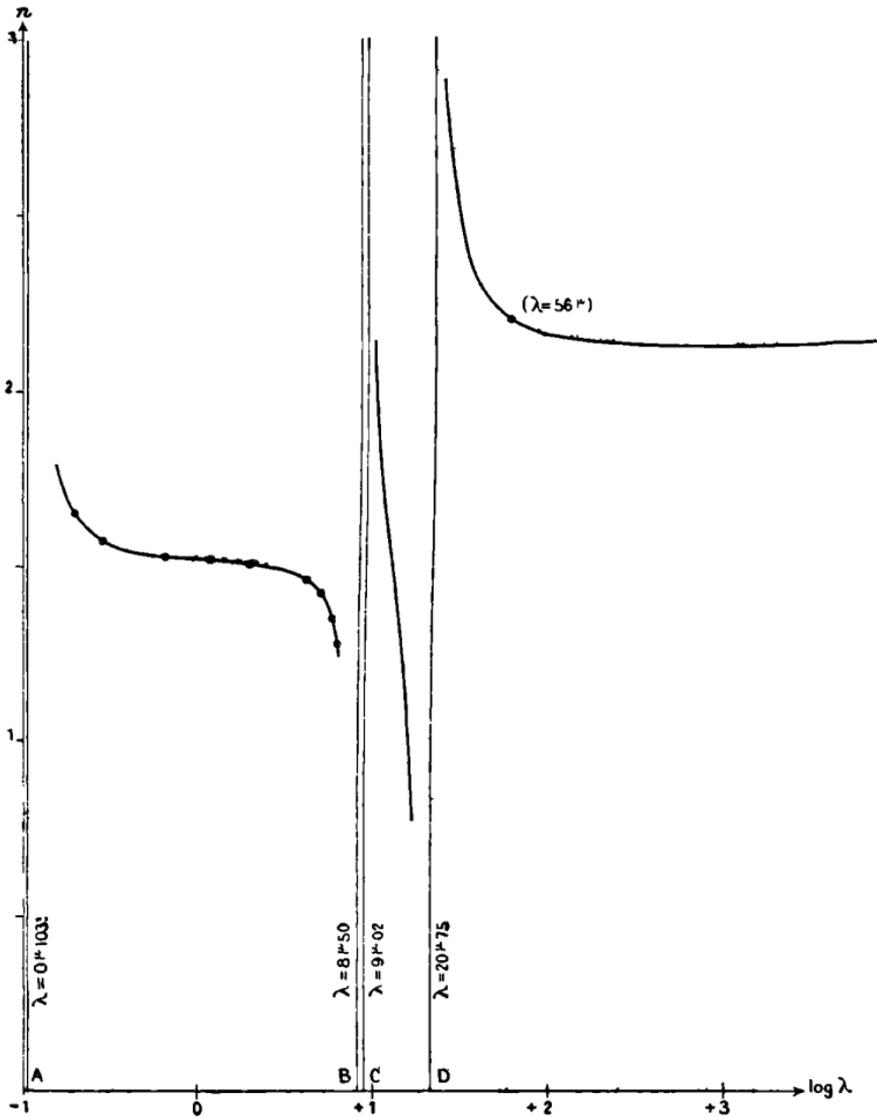
produit par les régions 1 ou 2 de la flamme, on obtient les apparences représentées schématiquement en (1) et (2) sur la figure 15 (à droite).

La figure 16 est la reproduction exacte de l'une des pho-

⁽¹⁾ H. BECQUEREL, *Comptes rendus*, t. CXXVII, 1898, p. 899, et t. CXXVIII, 1899, p. 145.

tographies originales obtenues par M. Becquerel. On y reconnaît aisément les caractères essentiels de la figure théorique 12.

Fig. 17.



Il faut noter en particulier l'existence d'indices inférieurs à 1, c'est-à-dire de vitesses de propagation supérieures à

celle de la lumière dans le vide, prévues par la formule de dispersion et constatées par M. Becquerel, dans la région voisine des deux raies D, mais pour des périodes de vibration un peu plus rapides que celles de ces raies.

DISPERSION ANOMALE DU QUARTZ. — La figure 17 empruntée à M. Rubens (1) se rapporte à la dispersion complète des rayons ordinaires dans le quartz. Elle a été construite en employant la représentation logarithmique, c'est-à-dire en prenant pour abscisses les logarithmes des longueurs d'onde au lieu des longueurs d'onde elles-mêmes. Les mesures d'indices d'où l'on a déduit les constantes de la formule de Ketteler ont été poursuivies de $0^{\mu}, 2$ à $4^{\mu}, 2$; on y a joint une mesure relative à 56^{μ} (rayons restants du sel gemme et de la sylvine) et la valeur \sqrt{k} de l'indice pour les ondes électriques de longueur infinie. Les droites A, B, C, D représentent les bandes d'absorption. Les points déterminés par l'expérience sont marqués sur la courbe.

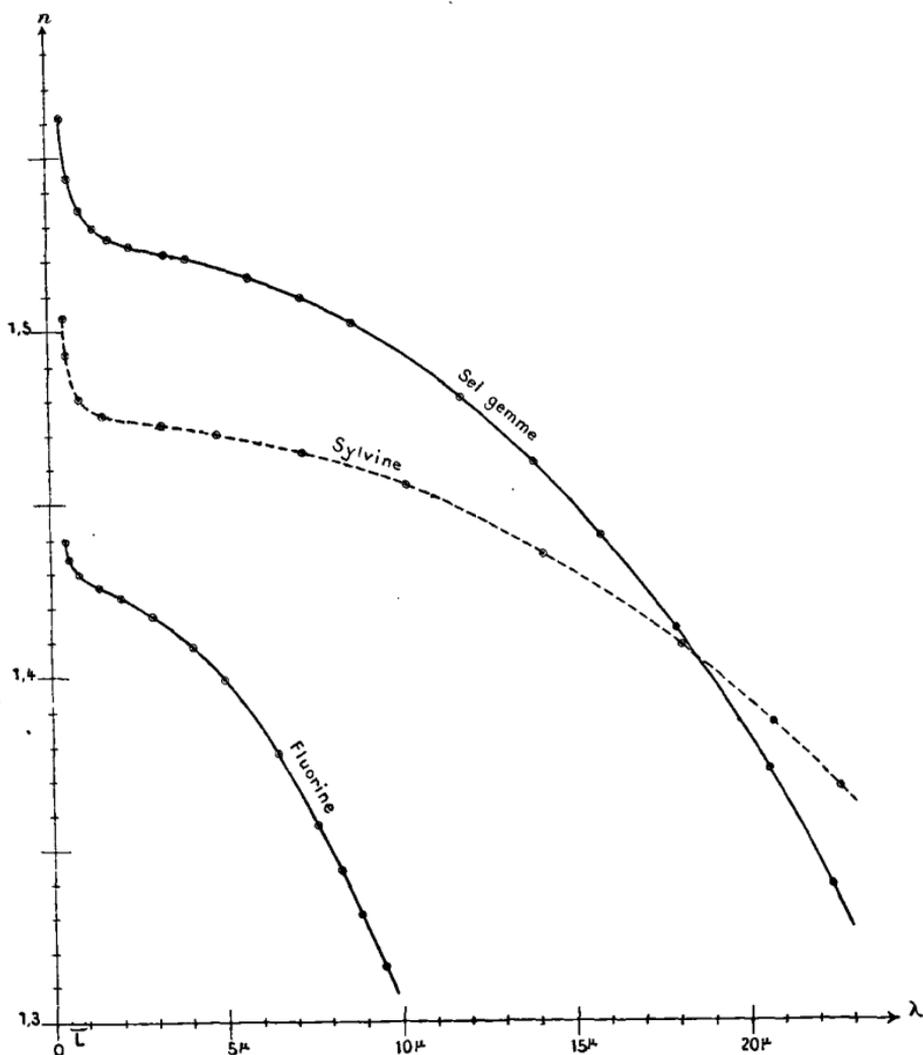
GAS PARTICULIER DES SUBSTANCES TRANSPARENTES. — On ne connaît pas de substance transparente dans toute l'étendue du spectre. La dispersion dite *anomale* doit donc être considérée comme le cas général, si toutefois l'on entend par dispersion anormale non seulement celle qui se manifeste par un indice variant dans le même sens que la longueur d'onde, mais aussi celle qui résulte de l'applicabilité de la formule (15), soit que l'on trouve, pour l'indice n , des valeurs infinies pour des longueurs d'onde particulières $\lambda_1, \lambda_2, \dots$, et des valeurs imaginaires dans des intervalles finis, de part ou d'autre de ces longueurs d'onde; soit que l'indice présente seulement des maximums et des minimums.

Si l'on se borne à envisager une région de continuité, dans laquelle la substance étudiée est transparente, la formule (7), à deux termes fractionnaires, suffit toujours à représenter la dispersion. A titre d'exemples, nous reproduirons

(1) RUBENS, *Rapports au Congrès international de Physique*, t. II, 1900, p. 172.

ici les courbes relatives à la fluorine, au sel gemme et à la sylvine (*fig. 18*), d'après les expériences de Paschen ⁽¹⁾ et

Fig. 18.



de Rubens ⁽²⁾, ainsi que le Tableau suivant qui donne les

⁽¹⁾ PASCHEN, *Wied. Ann.*, t. LIII, 1894, p. 334.

⁽²⁾ RUBENS, *Rapports au Congrès de Physique*, t. II, p. 154-159.

constantes a , b , λ de cette formule pour divers corps dont la transparence s'étend plus ou moins loin dans l'infra-rouge (1).

	a .	b_1 .	b_2 .	λ_1 .	λ_2 .	k .
Fluorine....	6,0104	0,00612093	5099,15	0,00884	1258,47	6,8
Sel gemme..	5,1790	0,018496	8977	0,01621	3149,3	6,85
Sylvine.....	4,5531	0,0150	10747	0,0234	4517,1	4,94
Quartz.....	4,57877	0,010654	44,224	0,10627	78,22	4,58
Flint.....	6,7716	0,03672	1508,2	0,0404	394,65	6,7 à 9,1
Sulf. de carb.	2,511	0,04736	"	0,0334	"	2,67
Xylène.....	2,177	0,02037	"	0,0246	"	2,35
Benzine.....	2,194	0,02409	"	0,01714	"	2,20

(1) RUBENS et TROWBRIDGE, *Wied. Ann.*, t. LX, 1897, p. 724.



CHAPITRE IV.

ONDES HERTZIENNES. — TÉLÉGRAPHIE SANS FIL.

Étude des ondes hertziennes. — Polarisation, polarisation rotatoire. — Absorption des ondes électriques par différents milieux. — Indices vrais et apparents. — Dispersion électrique. — Oscillations électriques d'ordre supérieur.

Mesure de l'intensité des courants alternatifs de haute fréquence. — Radioconducteurs ou cohéreurs. — Théorie des cohéreurs. — Détecteurs magnétiques. — État actuel de la télégraphie sans fil : *a.* Émission; *b.* Propagation de l'énergie; *c.* Réception de signaux. Rôle possible des ondes hertziennes dans la Physique cosmique.

ÉTUDE DES ONDES HERTZIENNES. — Nous ne séparerons pas l'étude des ondes hertziennes de celle des radiations infrarouges auxquelles elles font suite après une lacune de quelques octaves.

Nous supposons connus les deux modes de propagation de ces ondes soit dans les milieux illimités, soit le long de fils, et nous nous bornons à compléter, sur quelques points, l'étude générale que nous en avons faite ailleurs ⁽¹⁾.

Voici d'abord quelques expériences de cours relatives à la propagation des ondes.

On rendra visibles des ondes stationnaires dans des fils métalliques, en déplaçant le long de ces fils un tube à gaz raréfié sans électrodes qui s'illumine aux ventres de vibration (tubes de Lecher).

Si, à l'exemple de MM. Schultze et Schaum ⁽²⁾, on emploie, pour transmettre les ondes, des fils fins de 0^{mm},1 de dia-

(1) Voir 2^e Supplément, p. 128-156.

(2) SCHAUM et SCHULZE, *Drude's Ann.*, t. XIII, 1904, p. 422; *Journal de Physique*, 4^e série, t. III, p. 466.

mètre, l'air atmosphérique, à la pression ordinaire, peut s'illuminer aux ventres. On profite aussi de la propriété qu'ont les ondes de développer la fluorescence de corps tels que le sulfate de quinine. Le fil fin, protégé par un tube capillaire, est introduit dans un tube plus large contenant la dissolution fluorescente, qui s'illumine aux ventres. Les ondes agissent aussi sur un écran au platinocyanure de baryum.

On peut encore faire usage de la conductivité développée dans l'air, au voisinage des ventres, pour décharger un électroscope; ou encore avoir recours à la condensation d'un jet de vapeur, plus visible dans la région des ventres (1). Enfin, on manifeste aisément la production d'ozone, dans les mêmes régions, à l'aide d'un papier ioduré et amidonné.

M. Gutton (2) emploie un écran phosphorescent, au sulfure de calcium par exemple, qu'on peut placer au foyer des miroirs dans l'étude de la propagation libre, etc.

POLARISATION, POLARISATION ROTATOIRE. — Aux faits déjà connus, relatifs à la polarisation des ondes électriques, nous ajouterons les suivants : un cylindre d'ébonite fondu et rapidement refroidi donne les phénomènes de la double réfraction accidentelle tels qu'on les observe, pour les ondes lumineuses (3), avec le verre trempé.

M. Garbasso (4) imite les piles de mica de Reusch à l'aide de disques de bois taillés parallèlement aux fibres, d'épaisseur égale et empilés de sorte que la direction des fibres tourne de 120° de l'un des disques au suivant, toujours dans le même sens. On peut ainsi réaliser des empilements droits et gauches.

(1) On verra ultérieurement (premier Chapitre relatif à l'ionisation des gaz) que l'électrisation de l'air facilite la condensation de la vapeur d'eau.

(2) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVIII, 1904, p. 963.

(3) BOSE, *Proceedings of the Royal Society*, t. LXIII, p. 152; *Journal de Physique*, 3^e série, t. IX, p. 284.

(4) GARBASSO, *Il Nuovo Cimento*, t. IV, 1902, p. 276; *Journal de Physique*, 4^e série, t. II, p. 238.

M. Bose ⁽¹⁾ obtient le pouvoir rotatoire avec de simples fils de jute tordus dextrorsum ou sinistrorsum. Deux paquets tordus en sens inverse compensent leurs effets.

Le Tableau suivant indique, d'après M. Pierce ⁽²⁾, les indices de réfraction et la transparence de diverses sortes de bois, parallèlement ou perpendiculairement aux fibres, pour une même longueur d'onde de 4^{cm},4 :

Bois.	Épaisseur.	Indices		Transparence	
		parall.	perp.	parall.	perp.
Cerisier	20,8	1,57	1,40	0,61	0,81
Bois blanc	22,5	1,49	1,32	0,44	0,82
Pitchpin	20,2	»	1,62	0,25	0,54
Pin blanc	21,8	1,46	1,32	0,52	0,77
Acajou	22,0	1,48	1,30	0,84	0,85
Noyer noir	20,0	1,70	1,49	0,46	0,71
Chêne blanc	21,3	1,66	1,52	0,60	0,70

ABSORPTION DES ONDES ÉLECTRIQUES PAR DIFFÉRENTS MILIEUX. —

Les divers corps présentent pour les ondes hertziennes des transparences très différentes. Ainsi, d'après MM. Branly et Le Bon ⁽³⁾, le sable et la pierre à bâtir sont transparents; le ciment de Portland l'est fort peu. M. de Heen ⁽⁴⁾ a classé ainsi les différents corps suivant qu'ils lui ont paru transparents ou opaques :

Corps opaques.	Corps transparents.
Eau	Éther
Alcool éthylique	Pétrole
Alcool amylique	Benzine
Aldéhyde	Xylène
Sulfure de carbone	Acide butyrique
Bromure d'éthyle	Acide valérianique

De même que pour la lumière, de telles indications sont

(¹) BOSE, *loc. cit.*

(²) PIERCE, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. I, 1901, p. 179; *Journal de Physique*, 3^e série, t. X, p. 350.

(³) BRANLY et LE BON, *Comptes rendus*, t. CXXXVIII, 1899, p. 879.

(⁴) DE HEEN, *Comptes rendus*, t. CXXX, 1900, p. 1460.

incomplètes si l'on ne précise les longueurs d'onde auxquelles se rapportent les observations. Un corps peut présenter des bandes d'absorption pour les ondes hertziennes comprises entre certaines longueurs d'onde comme les corps colorés en présentent pour les ondes lumineuses.

On sait qu'une épaisseur de $0^{\text{mm}},01$ d'un métal suffit pour absorber complètement les ondes électriques. M. Branly ⁽¹⁾ a montré que les liquides possédant une trace de conductivité absorbent complètement les oscillations à partir d'une épaisseur d'autant plus faible qu'ils conduisent mieux.

Voici comment M. Nordmann ⁽²⁾ a pu comparer les absorptions exercées par divers liquides conducteurs.

Un cohéreur ⁽³⁾ à limaille d'or est plongé dans une cuve contenant du mercure au-dessus duquel on verse le liquide à étudier. Deux fils sont attachés aux pôles du cohéreur : l'un, gros et court, plonge directement dans le mercure; l'autre, plus fin, constitue une antenne qui s'élève au-dessus du liquide à une assez grande hauteur et qui est isolée, sauf dans une petite étendue par laquelle le fil est en contact avec le liquide électrolytique. Les ondes étaient produites au voisinage de l'extrémité de l'antenne. D'après le dispositif indiqué, elles devaient traverser une épaisseur h d'électrolyte pour parvenir au cohéreur. On déterminait la plus petite valeur de h pour laquelle le cohéreur commençait à fonctionner. Voici les résultats obtenus :

	h .	$\frac{1}{\rho}$.
Acide sulfurique (36g par litre).....	5 ^{mm}	0,73
Solution saturée de NaCl	18	0,21
Solution normale de KCl (74g,5 par litre).	32	0,098
Solution de MgSO ⁴ (424g par litre).....	41	0,049

Dans la dernière colonne sont inscrites les valeurs de la conductivité spécifique. Les épaisseurs varient en sens inverse des conductivités, mais plus rapidement que celles-ci.

(1) BRANLY, *Journal de Physique*, 3^e série, t. IX, 1900, p. 144.

(2) NORDMANN, *Comptes rendus*, t. CXXXIII, 1901, p. 139.

(3) Voir 2^e Supplément, p. 152.

M. Zeeman ⁽¹⁾ a étudié l'absorption de dissolutions différemment concentrées de sel marin et de sulfate de cuivre; il a reconnu qu'à conductivité égale elles absorbent également. Le coefficient d'absorption est à peu près proportionnel à la racine carrée de la conductivité. Enfin, pour des concentrations moyennes, l'absorption reste la même si l'on fait varier dans le même rapport la longueur d'onde et la conductivité.

INDICES VRAIS ET APPARENTS. — On sait que les déterminations de constantes diélectriques par l'emploi des oscillations hertziennes ont donné, dans le cas de corps doués d'une certaine conductivité électrolytique, comme l'eau par exemple, des résultats très différents, suivant la manière dont on a opéré.

Il paraît clair que, par des méthodes diverses, les expérimentateurs ont mesuré, sous le même nom, des grandeurs d'espèce différente ⁽²⁾.

Il semble que la théorie exacte de ces phénomènes ait été établie par M. Drude ⁽³⁾. Si l'on considère un milieu possédant une faible conductivité et, par conséquent, exerçant une absorption marquée sur les ondes électriques, il faut distinguer un *indice vrai* et un *indice apparent*.

Considérons un circuit métallique entièrement fermé ayant une capacité et une self-induction connues, et, par conséquent, aussi une période de vibration déterminée. Si on le plonge successivement dans l'air et dans un autre milieu, les vitesses de propagation seront V et V_1 , les longueurs d'onde correspondant à la même durée de vibration seront

$$\lambda = VT, \quad \lambda_1 = V_1 T;$$

$$(1) \quad n = \frac{\lambda}{\lambda_1} = \frac{V}{V_1}$$

est l'*indice vrai*.

⁽¹⁾ ZEEMANN, *Archives néerlandaises*, 2^e série, t. VII, 1903, p. 10.

⁽²⁾ Voir 2^e Supplément, p. 148-150.

⁽³⁾ DRUDE, *Wied. Ann.*, t. LXI, 1897, p. 501 et suiv.

Supposons, au contraire, que nous avons un circuit de fils fermé par un condensateur. Au courant de déplacement dont le condensateur est normalement le siège, si le diélectrique est parfait, s'ajoute, quand il est faiblement conducteur, un courant de conduction, c'est-à-dire qu'une partie de l'énergie des courants oscillatoires est transformée en chaleur de Joule. Posons

$$(2) \quad \varepsilon = n^2(1 - \kappa^2);$$

κ étant le coefficient qui figure dans l'exponentielle

$$e^{-2\pi\kappa\frac{z}{\lambda}}.$$

Celle-ci représente le facteur de réduction de l'amplitude après la traversée d'une épaisseur z du milieu diélectrique et absorbant. M. Drude démontre que cette grandeur ε est le pouvoir inducteur tel qu'on le déterminera en mesurant le rapport des capacités du condensateur successivement plongé dans l'air et dans le milieu considéré. L'indice apparent $\sqrt{\varepsilon}$ est toujours inférieur à l'indice vrai n .

Considérons, par exemple, le dispositif suivant, employé par Hertz. Un cadre rectangulaire est suspendu à l'une des boules de l'excitateur de Hertz. Il est pourvu d'un micromètre à étincelles placé en son milieu. L'un des côtés du cadre est de longueur fixe l et peut être plongé dans un diélectrique; l'autre, de longueur variable l' , est placé dans l'air. En général, des étincelles éclatent dans le micromètre, mais il ne s'en produira pas si les longueurs correspondantes l, l' , placées dans le diélectrique et dans l'air, sont telles que la perturbation met le même temps à se propager, par l'un ou l'autre chemin, jusqu'au micromètre. Le rapport $\frac{l'}{l}$ donne l'indice vrai.

Considérons, au contraire, la méthode suivante de Thwing⁽¹⁾. Deux circuits parallèles et identiques contiennent chacun un

(¹) THWING, *Zeitschrift für phys. Ch.*, t. XIV, 1894, p. 286.

condensateur. Dans l'un des circuits se trouve un interrupteur à étincelles, relié à une bobine d'induction. Si les capacités des deux condensateurs deviennent égales, le second circuit entre en résonance avec le premier, ce que l'on constate à l'aide d'un électrodynamomètre spécial. Quand on établit successivement la résonance avec de l'air ou avec un diélectrique entre les plateaux du second condensateur, on mesure l'indice apparent.

DISPERSION ÉLECTRIQUE. — Les théories de la dispersion que nous avons examinées montrent qu'au voisinage d'une bande d'absorption la dispersion est anormale ⁽¹⁾.

Les corps électrolytiques présentant une absorption énergique pour les ondes hertziennes habituellement employées (c'est-à-dire dont la longueur d'onde est de l'ordre du mètre), on doit s'attendre à ce que la dispersion électrique de ces corps soit anormale dans l'intervalle considéré.

La dispersion électrique a été étudiée, en particulier, par M. Drude ⁽²⁾ et par M. Barbillion ⁽³⁾. Ce dernier savant a fait usage de circuits, déformables ou non, constitués par des fils et un condensateur. La période d'oscillation, imposée ou libre, était connue dans chaque cas et, en immergeant soit une portion des fils, soit le condensateur dans le liquide à étudier, on obtenait deux équations permettant de calculer séparément n et $n^2(1 - x^2)$. Voici, par exemple, les résultats obtenus par M. Barbillion et par divers autres observateurs avec l'alcool éthylique.

⁽¹⁾ Voir ci-dessus, p. 56 à 65.

⁽²⁾ DRUDE, *Wied. Ann.*, t. LXI, 1897, p. 466.

⁽³⁾ BARBILLION, *Thèse de Doctorat*, Paris 1899.

Longueurs d'onde en centimètres.	Observateurs divers.				Barbillion.					
	n ² .		x.	n ² .		ε.		x.		
	Calc.	Obs.		Calc.	Obs.	Calc.	Obs.	Calc.	Obs.	
1000.....	26,0	24,8 (1)	0,02	26	»	26	26	»	»	
800.....	»	»	»	25,9	»	26	26	»	»	
600.....	»	»	»	25,9	»	25,9	25,9	0,016	0,010	
200.....	25,1	24,4 (2)	0,08	25,46	»	25,4	25,4	0,047	0,039	
100.....	»	»	»	24,74	»	24,77	24,9 ³	0,094	0,088	
75.....	21,4	23,0 (2)	0,20	24,00	»	23,99	24,33	0,128	0,183	
65.....	»	»	»	23,27	»	23,28	23,85	0,156	0,162	
50.....	»	»	»	21,86	»	21,87	22,01	0,171	0,183	
5.....	»	7,2 (3)	»	8,03	»	»	»	»	»	
0,8.. .	»	6,70 (4)	»	6,70	»	»	»	»	»	
0,6.....	»	5,25 (4)	»	5,25	»	»	»	»	»	
0,4.....	»	5,02	»	5,02	»	»	»	»	»	

La formule de dispersion qui a fourni les nombres dits *calculés* est

$$(1) \quad n^2(1 - x^2) = 1,36 + \frac{18,54}{1 + \frac{702,25}{\lambda^2}} + \frac{21,40}{1 + \frac{0,92}{\lambda^2}}$$

La dispersion est anormale.

M. Barbillion trouve aussi une dispersion anormale pour les alcools méthylique, amylique, allylique, la glycérine et les éthers-sels, en assez grand nombre, qu'il a étudiés et pour lesquels il donne des formules de dispersion à deux ou trois termes analogues à la formule (1). Quelques autres corps (alcool propylique, térébenthine, benzine, éther) semblent présenter une dispersion normale.

MM. Cohn et Zeemann⁽⁵⁾ n'ont constaté aucune dispersion appréciable de l'eau pour des vibrations dont la fréquence a varié de 27 à 97 millions (λ de 1111 cm à 333 cm). D'après eux,

(1) THWING, *Zeitschrift für phys. Ch.*, t. XIV, 1896, p. 286.

(2) DRUDE, *loc. cit.*

(3) COLE, d'après Barbillion, *loc. cit.*

(4) LAMPA, *Wied. Ann.*, t. LXI, 1897, p. 79.

(5) COHN et ZEEMANN, *Archives néerlandaises*, 2^e série, t. VII, 1903, p. 3 ; *Journal de Physique*, 4^e série, t. III, p. 151.

la valeur moyenne de l'indice de l'eau est égale à 8,91 à la température de 17°.

Un fait curieux, manifesté par les expériences de M. Barbillion, se rapporte aux diélectriques hétérogènes, par exemple à des mélanges de glycérine et d'eau. Un tel diélectrique, polarisé par un champ puissant, n'a plus la même capacité inductive, le même indice vis-à-vis d'un champ plus faible que quand le premier champ n'existe pas.

OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES D'ORDRE SUPÉRIEUR. — La formule de Thomson (1)

$$(1) \quad T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{R^2}{4L^2}}},$$

liant la période T d'une oscillation électrique à la capacité C , à la self-induction L et à la résistance R du circuit métallique dans lequel cette oscillation se produit, ou la formule limite

$$(1 \text{ bis}) \quad T = 2\pi\sqrt{CL}$$

qui s'en déduit quand la résistance R est négligeable, suppose la capacité du circuit réduite à celle d'un condensateur placé en un point déterminé et, par conséquent, néglige la capacité propre du fil qui réunit les armatures. En d'autres termes, elle suppose l'intensité du courant constante tout le long du fil.

Kirchhoff (2) a traité un problème plus général. Il suppose seulement que le circuit est filiforme et il arrive à une formule qui prévoit non une période d'oscillation unique, mais une série de périodes décroissantes et, par conséquent, une série d'ondes qu'on peut, par analogie, appeler *harmoniques*, bien que la formule de Kirchhoff établisse entre ces périodes une relation beaucoup plus complexe que celle qui régit les harmoniques sonores des cordes ou des tuyaux. Du

(1) Voir 2^e Supplément, p. 129.

(2) KIRCHHOFF, *Pogg. Ann.*, t. C, p. 193 et 351; t. CII, p. 529; *Gesamm. Abh.*, p. 131, 144.

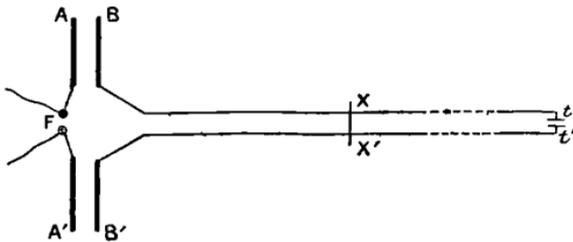
reste, les valeurs de la période fondamentale données par les formules de Kirchhoff et de Thomson coïncident quand on suppose la capacité du fil négligeable.

De nombreux expérimentateurs ont cherché à déterminer expérimentalement les longueurs d'onde des oscillations électriques d'ordre supérieur. On peut citer les recherches de MM. Lecher (¹), Rubens (²), Cohn et Heerwagen (³), Salvioni (⁴), Mazzotto (⁵), von Geitler (⁶), Lamotte (⁷) et Drude (⁸). Les conditions de production des ondes dans le circuit primaire, ainsi que la forme et les dimensions du circuit secondaire ont beaucoup varié, suivant les expérimentateurs.

Les excitateurs employés d'ordinaire sont :

1° L'excitateur Lecher, formé de deux plaques métalliques A, A' (*fig.* 19) qui se terminent en F par deux boules

Fig. 19.



formant exposeur. En face des plaques A, A' se trouvent deux autres plaques B, B', appartenant au circuit secondaire.

(¹) LECHER, *Wied. Ann.*, t. XLI, 1890, p. 850.

(²) RUBENS, *Wied. Ann.*, t. XLII, 1891, p. 154.

(³) COHN et HEERWAGEN, *Wied. Ann.*, 1891, t. XLIII, p. 343.

(⁴) SALVIONI, *Acc. dei Lincei*, 7^e série, t. I, 1893, p. 206 et 250.

(⁵) MAZZOTTO, *Atti delle R. Acc. delle Scienze di Torino*, t. XXVIII et XXIX; *Nuovo Cimento*, 4^e série, t. VI et VII, 1893-1897.

(⁶) VON GEITLER, *Wied. Ann.*, t. LV, p. 515; *Wiener Berichte*, t. CIV et CVII, 1895-1898.

(⁷) LAMOTTE, Thèse de doctorat, Paris, 1901; *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7^e série, t. XXIV, p. 205.

(⁸) DRUDE, *Drude's Ann.*, t. XI, 1903, p. 957; *Journal de Physique*, 4^e série, t. II, p. 844.

Celui-ci se compose de deux longs fils parallèles Bt , $B't'$ entre lesquels peut glisser un pont XX' . En t , t' est un petit condensateur.

2° L'excitateur Blondlot modifié par Drude, formé essentiellement de deux cercles concentriques, primaire et secondaire, séparés par un petit intervalle. Le cercle primaire est interrompu entre deux points opposés diamétralement. A l'une des interruptions, les fils sont simplement arrondis; à l'autre ils sont terminés par de petites boules entre lesquelles jaillit l'étincelle. Les boules sont réunies à la bobine d'induction par un intervalle où se produit une étincelle auxiliaire. Le cercle secondaire est ouvert en face de l'étincelle primaire et ses extrémités sont soudées à celles des fils parallèles.

3° L'excitateur Blondlot proprement dit (1).

Pour observer les ondes produites, M. Lamotte a eu recours à un tube sans électrodes, déjà employé par Lecher et qui s'illumine quand on dispose le tube, comme un pont, entre les deux fils parallèles. Le tube présente le maximum d'éclat quand il se trouve placé sur un ventre de vibration électrique, c'est-à-dire en un point où les oscillations de potentiel sont maximum. Pour opérer sur des ondes de période bien définies, M. Lamotte fait usage de deux ponts, l'un fixe qu'il place le plus près possible de l'excitateur, l'autre qu'il déplace sur les fils, au delà du premier, et pour lequel il détermine les positions qui correspondent à la résonance. Celle-ci a lieu entre l'excitateur, comprenant en outre la courte portion de fils jusqu'au premier pont, et le système formé par les ponts et la portion de fils comprise entre eux. La distance des deux ponts donne, à une légère correction près, la demi-longueur d'onde de l'oscillation manifestée. La correction peut même être évitée en déplaçant le deuxième pont jusqu'à reproduire la résonance. La demi-longueur d'onde est alors exactement égale au déplacement qu'il faut donner au pont mobile, pour le faire passer de la première position à la seconde.

Les positions des ponts correspondent à des nœuds, et le

(1) Voir 2° Supplément, p. 142.

tube à vide indicateur devra être placé en un ventre, pour présenter le maximum d'éclat.

Les formules de Kirchhoff ne sont pas directement applicables aux systèmes complexes constitués par les excitateurs en usage, dont le circuit se ferme par une étincelle. Les périodes principale et secondaire varient avec toutes les circonstances de la disposition de ces excitateurs.

MM. Cohn et Heerwagen, faisant usage de l'excitateur de Lecher, ont appliqué la théorie de Kirchhoff au circuit terminal formé par les fils parallèles lorsque, par l'interposition d'un seul pont, on établit la résonance entre l'excitateur et la portion des fils parallèles située au delà du pont. Soient λ la longueur d'onde de l'oscillation considérée, c la capacité du condensateur tt' qui termine les fils, b l'écartement des fils, a leur rayon, z la distance du premier nœud au condensateur terminal, la formule est

$$(2) \quad \text{tang} \frac{2\pi z}{\lambda} = \frac{\lambda}{2\pi c \cdot 4 \log \frac{b}{a}},$$

ou encore, en désignant par L le coefficient d'induction propre au système des fils sur la longueur z ,

$$(3) \quad L = 4z \log \frac{b}{a},$$

$$(2 \text{ bis}) \quad \frac{2\pi z}{\lambda} \text{ tang} \frac{2\pi z}{\lambda} = \frac{z^2}{CL}.$$

La formule (2 bis) se réduit à la formule simplifiée de Thomson (1 bis) lorsque z est assez petit par rapport à λ pour qu'on puisse confondre l'arc $\frac{2\pi z}{\lambda}$ avec sa tangente.

Les expériences de M. Lamotte, sur l'excitateur Lecher, confirment d'une manière générale les expériences et la formule de MM. Cohn et Heerwagen. Cependant M. Lamotte a mis en évidence un fait nouveau, c'est que l'ensemble complet des harmoniques se groupe en deux séries : l'une dont les périodes sont voisines de celles que le calcul assignerait au circuit secondaire, tandis que, dans l'autre série, elles doivent être voisines des périodes propres au primaire. Si

l'on allonge le circuit primaire par des fils, et qu'on réduise beaucoup la longueur des fils du secondaire, on peut faire prédominer ce dernier système, tandis que l'inverse a lieu si le primaire ne porte pas de fils et si l'on allonge beaucoup le secondaire.

Dans chacun des deux groupes, les fréquences croissantes dont les rapports sont en général irrationnels, tendent à se rapprocher de la série des nombres entiers (série harmonique ordinaire) quand la longueur des fils croît indéfiniment.

M. Drude ⁽¹⁾ est arrivé, de son côté, à constater, dans un même circuit induit, l'existence de deux systèmes d'ondes.

MESURE DE L'INTENSITÉ DES COURANTS ALTERNATIFS DE HAUTE FRÉQUENCE. — L'étude de la télégraphie sans fil et celle des courants téléphoniques comportent la mesure de l'intensité efficace de courants alternatifs souvent très faibles et caractérisés par une haute fréquence.

On doit à MM. Broca et Turchini ⁽²⁾ la construction d'un électrodynamomètre utilisable pour de tels courants. Il est essentiellement formé d'une lame d'aluminium de 80^{cm} de long et de 30^µ d'épaisseur seulement, suspendue verticalement entre deux lames fixes réunies par une de leurs extrémités. Le courant à mesurer traverse les lames fixes en sens inverse, puis la lame mobile, dont on mesure la déviation au microscope. L'appareil est étalonné à l'aide de courants continus. On double la déviation et l'on corrige en même temps l'effet perturbateur du champ terrestre, en inversant le courant seulement dans les lames fixes.

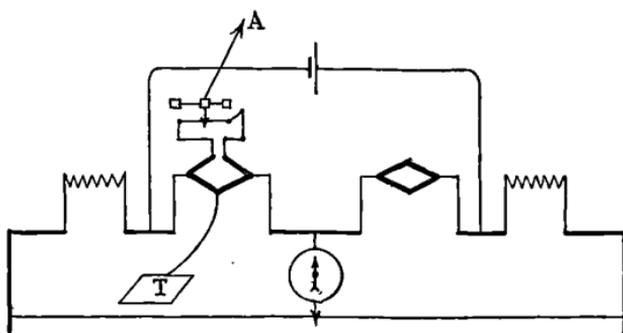
Le plus habituellement, on remplace l'observation d'une action électrodynamique par celle d'un effet thermique. On a souvent recours au bolomètre. On place alors la résistance sensible sur le trajet du courant à mesurer, par exemple entre l'antenne réceptrice d'un poste de télégraphie sans fil et la terre.

⁽¹⁾ DRUDE, *Loc. cit.*

⁽²⁾ BROCA et TURCHINI, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVI, 1903, p. 1644.

M. Tissot ⁽¹⁾ constitue les branches principales du bolomètre par des fils de platine très purs (coefficient thermique de variation de résistance 0,0038) d'environ 20^u de diamètre. La figure 20 représente le schéma de l'une des dispositions employées par M. Tissot. Les deux branches bolométriques du pont sont formées chacune de quatre bouts de fil de platine aussi identiques que possible. Une branche seule est échauffée par les courants de l'antenne. L'ampèremètre

Fig. 20.



ainsi constitué peut fournir des déviations d'une vingtaine de divisions à une distance de 50^{km} d'un poste d'émission ordinaire (longueur d'étincelle excitatrice, 5^{cm}).

On peut encore faire usage du thermogalvanomètre de Duddel ⁽²⁾, appareil qui dérive du microradiomètre de Boys ⁽³⁾.

Le courant à mesurer passe en *h* (fig. 21) dans un fil très fin de 3^{mm} à 4^{mm} de long, placé au voisinage immédiat de l'une des soudures d'un élément thermo-électrique. Le circuit de celui-ci est constitué par une petite boucle de fil conducteur *l*, suspendue par un fil de quartz entre les pôles d'un aimant permanent NS. L'action électromagnétique tord le fil de quartz, muni d'un miroir et d'une lame de mica M servant d'amortisseur.

Suivant la résistance qu'on veut donner au fil *h*, on le con-

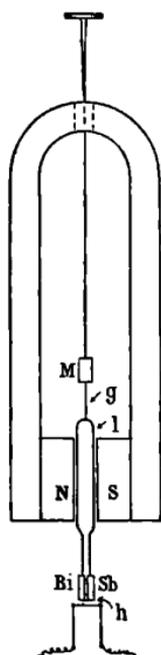
(¹) TISSOT, *Journal de Physique*, 4^e série, t. III, 1904, p. 524.

(²) DUDDEL, *Journal de Physique*, 4^e série, t. IV, 1905, p. 8.

(³) Voir ci-dessus, p. 8.

stitue par un alliage très résistant (*kruppin*), par une bande taillée dans une feuille d'or, ou enfin par un tube de verre mince et effilé, recouvert d'un dépôt extrêmement mince de platine. Dans ce dernier cas, la résistance h peut atteindre une dizaine de mille ohms et transmet sans inconvénient des courants de 30 à 40 milliampères.

Fig. 21.



En sifflant dans un téléphone de Bell, on peut provoquer une déviation de quelques centaines de millimètres. Avec un transmetteur microphonique ordinaire, on obtient une déviation considérable, même quand on se place, pour parler, à 4^m ou 5^m du transmetteur.

RADIOCONDUCTEURS OU COHÉREURS. — On connaît le principe des cohéreurs de M. Branly (1). Dans ces appareils, la résis-

(1) Voir 2^e Supplément, p. 151.

tance d'une poudre métallique, faiblement tassée, éprouve une variation importante sous l'influence d'ondes hertziennes.

Sous sa forme la plus habituelle, le cohéreur est formé d'un tube de verre contenant deux petits pistons métalliques bien polis, reliés à deux bornes extérieures. Ces pistons sont séparés par un intervalle de 1^{mm} ou 2^{mm} où l'on a introduit quelques centigrammes de fine limaille d'or ou d'un autre métal peu altérable. Parfois l'un des pistons présente une petite rainure longitudinale par laquelle peut s'établir la communication avec un *magasin* placé au delà du piston et contenant aussi la même limaille. Cette disposition permet de régler plus aisément la sensibilité du cohéreur en faisant varier la quantité de limaille comprise entre les pistons.

M. Branly (1) a montré qu'on peut réduire le cohéreur à une simple surface de contact entre deux morceaux de métal superposés. On obtient un cohéreur, parfaitement utilisable dans la pratique de la télégraphie sans fil, par une surface de contact métal oxydé-métal poli, constituée par un trépied d'acier dont les extrémités, d'abord soigneusement polies, ont été légèrement oxydées. Ce trépied repose sur un plan d'acier poli.

On peut, au besoin, constituer le trépied par trois aiguilles à coudre ou à tricoter, ou même le réduire à deux aiguilles posées en croix l'une sur l'autre (2).

On fait encore usage de billes d'acier ou de charbon placées entre des disques qu'on serre plus ou moins l'un contre l'autre. Entre deux limites de pression (3) déterminées l'appareil fonctionne comme un cohéreur.

Si, dans un cohéreur ordinaire, on remplace la limaille métallique, par du bioxyde de plomb, du sulfure de cuivre, de l'arsenic, de l'iode, on observe que l'appareil fonctionne encore, mais les ondes électriques produisent en général une augmentation de résistance au lieu d'une diminution; il faut

(1) BRANLY, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXII, 1891, p. 90; et CXXXIV, 1902, p. 347.

(2) FÉNYI, *Ibid.*, t. CXXXIV, 1902, p. 227.

(3) ROCHEFORT, *Ibid.*, t. CXXXIV, 1902, p. 830.

sans doute attribuer ce résultat à une action chimique, car les ondes acoustiques produisent l'effet ordinaire de diminution de résistance, comme cela a toujours lieu dans un microphone (1).

M. Tissot (2) a indiqué l'usage de cohéreurs à limaille magnétique que l'on place dans un champ magnétique dirigé suivant l'axe du tube. On modifie à volonté la sensibilité de ces cohéreurs par une variation convenable du champ.

THÉORIE DES COHÉREURS. — Quelle est l'origine de la variation irréversible de résistance dont les cohéreurs sont le siège ? D'après M. Branly (3), ce serait une modification des propriétés électriques de l'isolant, devenu subitement conducteur. On pourrait donc penser que les phénomènes d'*ionisation*, dont l'étude nous occupera par la suite, jouent un rôle essentiel dans la cohérotation.

On peut aussi supposer qu'une surface métallique étant rarement exempte de traces d'oxyde, la cohérotation consiste surtout dans la rupture d'une pellicule superficielle isolante.

On peut enfin admettre avec M. Lodge (4) que, sous l'influence des agents qui provoquent la cohérotation, d'une petite étincelle par exemple, il s'établit, entre les surfaces métalliques voisines, de véritables ponts, d'où l'accroissement apparent de conductivité.

On doit à M. Blanc (5) une série d'expériences d'où il résulte qu'aucune de ces causes, dont chacune peut, à coup sûr, modifier plus ou moins les phénomènes, ne doit cependant être considérée comme indispensable. M. Blanc a employé une sphère et un plan métalliques et il n'a observé aucune différence essentielle entre les phénomènes de cohé-

(1) DRAGO, *Atti dell' Acc. di Catania*, 4^e série, t. XV; *Journal de Phys.*, 4^e série, t. II, 1903, p. 540.

(2) TISSOT, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXX, 1900, p. 902 et 1386.

(3) BRANLY, *Comptes rendus*, t. CXVIII, 1894, p. 348.

(4) LODGE, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXXVII, 1894, p. 94.

(5) BLANC, *Thèse de doctorat*, Paris, 1905.

ration produits : 1° dans le vide le plus parfait, dans l'air à la pression atmosphérique, ou même dans l'huile de vaseline; 2° sur des surfaces de mercure neuves ou légèrement oxydées; 3° sous l'influence des rayons de Röntgen ou du radium ou bien dans les conditions normales. Il ne semble donc ni que le diélectrique modifié par ces divers agents puisse jouer le rôle prépondérant, ni que l'oxydation des surfaces soit une condition indispensable.

M. Blanc a examiné au microscope les surfaces en regard d'une sphère métallique et d'un plan recouvert d'une couche d'argent assez mince pour être transparente. A la condition d'employer une différence de potentiel assez faible, il n'a jamais vu d'étincelle éclater entre ces surfaces, ni se former de pont. Le courant ne commençait à passer qu'au *contact optique*, manifesté par l'aspect des franges d'interférence produites entre les deux surfaces en regard. L'explication de M. Lodge n'est donc pas admissible.

M. Blanc a établi en outre les faits suivants : 1° Si l'on presse l'une contre l'autre deux surfaces courbes, la résistance du contact ne varie pas réversiblement, d'après les lois prévues par la théorie ordinaire de l'élasticité et d'après le calcul de l'étendue de la surface de contact qui s'en déduit.

2° Quand on a maintenu pendant quelque temps une pression p et qu'on la supprime, la résistance du contact a diminué d'une manière définitive, et les surfaces en regard sont devenues plus ou moins adhérentes.

3° On observe de même des phénomènes irréversibles quand on fait passer un courant à travers la surface de contact, ou quand on renverse le sens d'un courant déjà établi. Les lois ordinaires de variation de la résistivité des masses métalliques, en vertu de la chaleur versée par le courant, ne peuvent expliquer l'irréversibilité observée.

La nouvelle théorie proposée par M. Blanc pour expliquer l'ensemble des phénomènes de la cohérence est fondée sur la considération des propriétés de la couche de passage, prévue par la théorie de l'attraction moléculaire. La densité, l'élasticité, la résistivité moyenne de cette couche diffèrent

de celles de la masse métallique sous-jacente. Par exemple, M. Vincent ⁽¹⁾ a montré, par des expériences directes, que la résistance d'une mince couche d'argent déposée à la surface du verre est supérieure à celle que l'on calculerait, d'après l'épaisseur de la couche, si l'on supposait sa résistivité identique à celle d'une masse d'argent ordinaire.

Considérons les couches superficielles, en regard, de deux masses métalliques que l'on rapproche jusqu'au contact et que l'on soumet ensuite à l'action d'une pression p , pendant un temps t . Tant que les couches superficielles n'arrivent pas à se toucher par leur face externe, leurs propriétés demeurent invariables; dès qu'elles entrent en contact, elles s'écrasent l'une contre l'autre; leur densité augmente, leur résistivité diminue et se rapproche de celle de la masse sous-jacente. Ce n'est pas tout, car les modifications subies, réversibles tout d'abord, ne tardent pas à devenir irréversibles en vertu de la diffusion qui tend à mêler les deux couches de passage. L'existence de cette diffusion a été manifestée expérimentalement par M. Walthère Spring ⁽²⁾. Ce savant a montré qu'on obtient, par pression, de véritables soudures, surtout quand on élève la température. Ainsi une plaque de zinc et une plaque de cuivre, superposées et portées, pendant un temps suffisant, à une température bien inférieure à celle de la fusion du moins fusible de ces deux corps, ont donné, sous l'action seule de leur poids, une couche de laiton de un quart de millimètre d'épaisseur.

On comprend donc par quel mécanisme s'opère la diminution irréversible de résistance produite par la pression.

L'interprétation de la cohération produite par les courants est plus complexe. La chaleur dégagée par le courant dans la partie externe, la plus résistante, des couches superficielles en contact; favorise évidemment la diffusion et, par conséquent, la production de phénomènes irréversibles. Pour une étude plus approfondie des phénomènes nous renverrons le lecteur au Mémoire de M. Blanc.

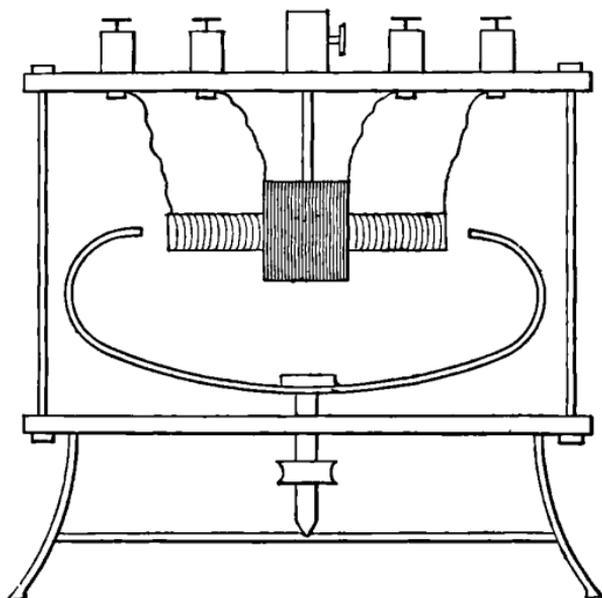
⁽¹⁾ VINCENT, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7^e série, t. XIX, 1900, p. 421.

⁽²⁾ W. SPRING, *Congrès de Phys.*, t. I, 1900, p. 402.

DÉTECTEURS MAGNÉTIQUES D'ONDES HERTZIENNES. — M. Marconi ⁽¹⁾ a proposé le premier un détecteur d'ondes hertziennes à effet magnétique. Ces appareils, étudiés par lord Rayleigh, Rutherford, Miss Brooks et M. Tissot, sont en général fondés sur la désaimantation qui se produit, dans des noyaux d'acier aimantés à saturation, sous l'influence de courants à haute fréquence ou d'ondes électriques.

Dans l'appareil original de Marconi, une aiguille d'acier, préalablement aimantée à saturation, est placée dans une bobine soumise à l'action des ondes. Les changements d'aimantation de l'acier sont manifestés par un téléphone disposé sur un circuit secondaire, enroulé sur le même noyau. Marconi a d'ailleurs reconnu que l'appareil est beaucoup plus sensible, si le noyau se trouve placé dans un champ magnétique variable, probablement en vertu d'un phénomène d'hystérésis.

Fig. 22.



Dans le détecteur magnétique de M. Tissot ⁽²⁾ (*fig. 22*),

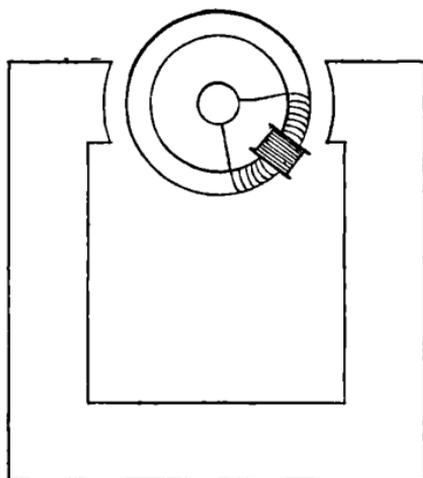
⁽¹⁾ MARCONI, *Proceedings of the Royal Soc.*, t. LXX, 1902, p. 341.

⁽²⁾ TISSOT, *Journal de Phys.*, 4^e série, t. II, 1903, p. 342.

le noyau, formé de fils ou de lames minces de fer doux, est fixé à l'intérieur d'une bobine longue et étroite très soigneusement isolée, dont les extrémités sont reliées à l'antenne et à la terre. Le champ variable est produit par un aimant ou un électro-aimant mobile, recourbé en forme de C et qui tourne autour d'un axe vertical. Le téléphone est en relation avec une bobine courte, à fils fins, qui embrasse la partie centrale de la longue bobine.

On peut aussi donner à l'appareil l'aspect d'une sorte de

Fig. 23.



machine Gramme. L'aimant ou l'électro producteur du champ est alors fixe (*fig. 23*). L'anneau mobile porte, sur un secteur, la bobine reliée à l'antenne : la bobine téléphonique occupe le milieu de celle-ci. Les extrémités des deux circuits aboutissent à des bagues fixées sur l'axe.

La sensibilité de ces appareils est tout à fait comparable à celle des cohérents. L'effet obtenu paraît indépendant de la période des ondes; mais, à énergie égale, les ondes les plus amorties produisent le maximum d'effet.

Dans un détecteur magnétique, on peut substituer le nickel au fer. Malgré la faiblesse de son pouvoir magnétique, l'anti-

moins donne encore un résultat appréciable, mais le bismuth ne donne plus rien (1).

ÉTAT ACTUEL DE LA TÉLÉGRAPHIE SANS FIL. — Rappelons que la télégraphie sans fil consiste dans l'émission, par une antenne en relation avec un excitateur de Hertz, d'ondes de haute fréquence qui, transmises dans tous les sens à travers l'espace, sont recueillies par une antenne semblable, placée n'importe où, à une grande distance de l'antenne d'émission.

Nous étudierons sommairement l'émission, la propagation et la réception de ces ondes (2).

Fig. 24.

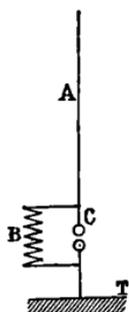


Fig. 25.

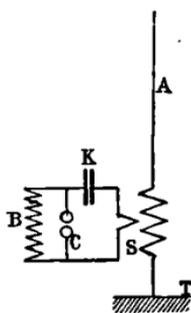
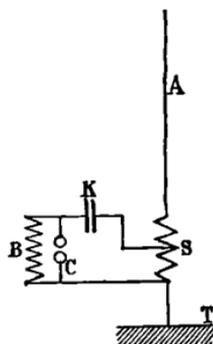


Fig. 26.



a. Émission. — L'antenne d'émission se réduit théoriquement à un fil métallique isolé, sauf à son extrémité inférieure, en relation avec la terre. Par son mode de vibration, cette antenne est assimilable à un tuyau fermé, et sa longueur représente le quart de la longueur d'onde des vibrations qu'elle doit transmettre.

On peut exciter l'antenne directement; l'oscillateur, relié à une source de haut potentiel, est alors intercalé sur l'antenne au voisinage du sol. La source peut être une bobine d'induction ou un transformateur de Tesla (fig. 24). Les oscillations sont toujours très amorties.

(1) FOLEY, *Phys. Review*, t. XVIII, 1904, p. 349; *Journal de Physique*, 4^e série, t. IV, p. 68.

(2) Voir Cap. FERRIÉ, *Journal de Physique*, 4^e série, t. III, 1904, p. 782.

Au lieu de l'excitation directe, on peut employer l'excitation par induction (*fig. 25*). Celle-ci permet d'accroître la quantité d'énergie émise par l'antenne aux dépens d'une même source excitatrice.

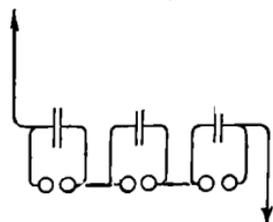
On peut enfin exciter l'antenne en dérivation (*fig. 26*).

Quel que soit le système adopté, il faut établir la résonance entre le système antenne-terre et l'excitateur. Pour cela, on intercale sur l'antenne, au voisinage du sol, un ampèremètre thermique, et l'on juge que la résonance est réalisée quand l'intensité efficace est maximum.

Pour vérifier que l'antenne vibre en quart d'onde, on intercale l'ampèremètre thermique à différentes hauteurs. L'intensité efficace mesurée est nulle à l'extrémité libre de l'antenne et croît jusqu'au voisinage du sol, tandis que la tension, manifestée, par exemple, par un micromètre à étincelles, croît de la base de l'antenne au sommet.

Toutes choses égales d'ailleurs, l'énergie émise par l'antenne est d'autant plus grande que la source, en communication avec l'excitateur, est à un potentiel plus élevé. Supposons l'antenne excitée par induction, à l'aide d'un circuit de capacité C et de self-induction L . Si l'on se donne la fréquence, déterminée par la longueur de l'antenne, CL doit demeurer constant, ce qui ne permet pas d'augmenter C au delà d'une certaine limite. L'énergie $\frac{1}{2} CV^2$, correspondant à une oscillation, dépend de C et de V ; elle sera surtout influencée par ce dernier facteur. Comme, d'autre part, on ne peut faire supporter à l'isolement du circuit excitateur une différence de potentiel trop forte, on peut être conduit à produire l'excitation par plusieurs circuits partiels en série (*fig. 27*), entre lesquels se divise la différence de potentiel totale (¹).

Fig. 27.



(¹) BRAUN, *Physikalische Zeitschrift*, t. V, 1904, p. 193; *Journal de Physique*, 4^e série, t. III, p. 561.

b. Propagation de l'énergie. — D'après ce qui précède, le système antenne-terre équivaut à un oscillateur de Hertz dont la longueur serait double de celle de l'antenne. L'ébranlement de l'éther se propage par ondes hémisphériques polarisées, qui ne possèdent leur forme régulière qu'à partir d'une distance suffisante de l'antenne. Au delà, la propagation se fait avec la vitesse de la lumière. Mais l'énergie n'est pas uniformément répartie sur l'onde hémisphérique. On démontre qu'elle est maximum dans le plan équatorial, c'est-à-dire au niveau de l'antenne, et qu'elle diminue très rapidement quand la direction de propagation est de plus en plus inclinée par rapport à cet équateur. Cette conséquence de la théorie a été vérifiée expérimentalement, à l'aide d'un récepteur porté par un ballon libre et dont l'antenne pendait au-dessous de la nacelle. L'énergie semble concentrée à la surface du sol, dans une zone dont l'épaisseur dépend de la hauteur de l'antenne. Il en résulte que, conformément à l'observation, la transmission doit être, toutes choses égales, meilleure sur mer que sur terre, par suite de l'absence d'obstacles dans la zone efficace.

Cependant, en vertu de leur grande longueur d'onde (de l'ordre de 200^m habituellement), les ondes hertziennes employées en télégraphie contournent très bien des obstacles, même d'assez grande hauteur. L'affaiblissement de leur intensité n'est guère qu'en raison inverse de la distance, à cause de l'épaisseur sensiblement uniforme de la zone utile.

On observe que la transmission se fait mieux de nuit que de jour ⁽¹⁾. D'après Lodge ⁽²⁾, cet effet provient de l'action perturbatrice des radiations solaires ultra-violettes qui rendent l'air conducteur et, par conséquent, absorbant pour les ondes, au voisinage des corps solides et aussi au voisinage du sol.

c. Réception des signaux. — L'antenne réceptrice, si elle

(1) MARCONI, *Proc. of the Royal Soc*, t. LXX, 1902, p. 341.

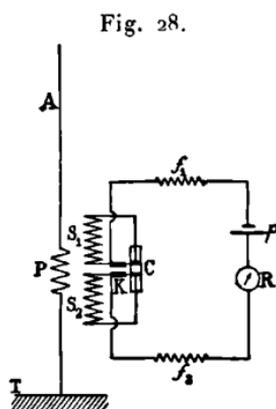
(2) LODGE, *Nature*, t. LXVI, 1902, p. 222.

est éloignée, ne reçoit évidemment qu'une énergie très réduite. Cette énergie est maximum quand l'antenne réceptrice est accordée avec les ondes; mais, en vertu de la résonance multiple des ondes fortement amorties, cette énergie est loin d'être nulle, même si sa longueur de l'antenne réceptrice ne présente, par rapport à celle de l'antenne d'émission, aucun rapport simple.

Les détecteurs d'onde, mis en œuvre pour manifester l'énergie très faible des oscillations reçues, peuvent être sensibles soit aux intensités, soit aux tensions efficaces ou maximum. A cette dernière catégorie appartiennent les cohéreurs, tandis que les bolomètres sont sensibles aux intensités maximum. Les détecteurs magnétiques, dont nous avons parlé, appartiennent à la première catégorie.

Les détecteurs d'intensité doivent être placés sur un ventre, c'est-à-dire peuvent être intercalés directement sur l'antenne au voisinage du sol. Mais les détecteurs de tension (cohéreurs) devant être placés sur un nœud, il est nécessaire d'employer un transformateur spécial, connu sous le nom de *jigger*, et que l'on peut faire fonctionner par induction, par dérivation ou par un système mixte d'induction et de dérivation.

La figure 28 montre un jigger excité par induction. C'est un transformateur à deux circuits. Le primaire P, comprenant 2^m à 4^m de fil, est intercalé sur l'antenne au voisinage de la terre. Le secondaire est divisé en deux parties S₁, S₂ réunies par un conducteur K dont l'utilité paraît d'ailleurs douteuse. Les extrémités extérieures de ces deux enroulements sont reliées au cohéreur C, tandis que les extrémités intérieures sont réunies à deux bobines d'impédance f_1 , f_2 . Le circuit se complète par un relais R et une pile p .



L'expérience montre que le point d'insertion du cohéreur qui, par sa position symétrique, ne

peut être qu'un nœud ou un ventre, est, de fait, un nœud de vibration.

La figure 29 montre un jigger monté en dérivation; la

Fig. 29.

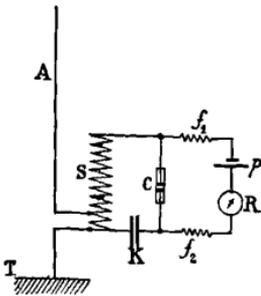


Fig. 30.

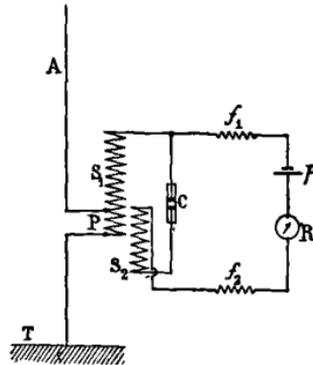


figure 30 représente un montage mixte préconisé par M. Ferrié.

En employant des antennes multiples à très grande surface et des dynamos puissantes pour alimenter les transformateurs d'émission, on a pu transmettre des signaux à très grande distance. C'est ainsi que des dépêches expédiées du cap Lizard (Cornouailles), en 1902, purent être reçues nettement jusqu'à Gibraltar (1500^{km}) et même jusqu'à Cronstadt (2600^{km}).

Mais ces communications, rendues très précaires par toutes les perturbations atmosphériques (orages, transmissions simultanées provenant d'autres postes), sont également reçues par des postes intermédiaires même non accordés. Ainsi les transmissions du cap Lizard, en 1902, furent parfois enregistrées à Belfort, où se trouvait un poste militaire de télégraphie sans fil, avec une intensité suffisante pour empêcher les transmissions locales.

ROLE POSSIBLE DES ONDES HERTZIENNES DANS LA PHYSIQUE COSMIQUE. — La radiation solaire contient-elle des ondes hertziennes? Pour essayer de résoudre cette question, et diminuer le plus possible l'absorption atmosphérique, M. Nord-

mann (1) a fait des expériences à l'aide d'une antenne de 150^m de long, isolée sur la surface du glacier des Bossons, à 3000^m d'altitude. Il n'a obtenu que des résultats négatifs. Si donc la radiation solaire contient des ondes hertziennes, elles sont complètement absorbées par les couches supérieures de l'atmosphère.

Les expériences récentes de télégraphie sans fil établissent que, dans les conditions normales et pour des longueurs d'onde de plusieurs centaines de mètres, l'air est assez transparent pour que ces ondes puissent traverser des couches d'air d'épaisseur plusieurs fois équivalentes à celle de l'atmosphère entière. On devrait donc conclure de l'expérience de M. Nordmann que les ondes hertziennes de très grande longueur d'onde, qui seraient émises par la photosphère, seraient absorbées, en totalité, dans la couronne solaire.

On peut cependant supposer que notre atmosphère reçoit des ondes hertziennes plus courtes, pour lesquelles l'air serait plus ou moins opaque. Leur absorption dans les hautes couches atmosphériques pourrait alors jouer un rôle important dans la production des aurores polaires. La forme générale des aurores rappelle d'assez près les phénomènes cathodiques (2). D'autre part, le rapprochement de la période undécennale de l'activité solaire, manifestée par la périodicité des maxima de taches, et de la période équivalente de la fréquence des aurores polaires, indique une relation probable entre l'activité des mouvements cycloniques de la photosphère et l'intensité des courants électriques dont la haute atmosphère est le siège. M. Arrhenius pense qu'il faut conclure à l'émission, par le Soleil, de particules négatives électrisées (les corpuscules dont nous parlerons ultérieurement), qui, sous l'influence du rayonnement ultra-violet du Soleil, se déchargent dans la haute atmosphère et rendent lumineux les gaz très raréfiés qui la composent. Dans les idées

(1) NORDMANN, *Essais sur le rôle des ondes hertziennes en Astronomie physique et sur diverses questions qui s'y rattachent* (Thèse de Doctorat, Paris, 1903).

(2) ARRHENIUS, *Revue générale des Sciences*, 1902.

de M. Nordmann, cette luminescence cathodique serait le résultat de l'absorption des ondes hertziennes émanées du Soleil. Dans l'une ou l'autre hypothèse, les aurores seraient liées à l'activité solaire, mais la forme sous laquelle l'énergie émise traverserait l'espace serait différente.

En dehors de notre atmosphère, la couronne solaire, dont M. Deslandres ⁽¹⁾ a donné une théorie cathodique, devrait, d'après M. Nordmann, une part de sa luminescence à l'absorption des ondes hertziennes. L'effet de ces ondes, surtout dans la région solaire équatoriale et à l'époque du maximum des taches, ne serait pas sans importance pour l'interprétation générale des phénomènes coronaux.

L'étude de la luminosité des nébuleuses manifesterait aussi la production et l'absorption d'ondes hertziennes au sein de ces amas cosmiques, sur lesquels nos connaissances physiques sont encore rudimentaires.

(¹) DESLANDRES, *Annales du Bureau des Longitudes*, t. V, 1897, p. 52.



ÉLECTRICITÉ.

CHAPITRE V.

EFFET ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE LA CONVECTION ÉLECTRIQUE. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU MAGNÉTISME.

Effet électromagnétique de la convection. — Expériences de MM. Crémieu et Pender. — Expériences de M. Vasilescu-Karpen. — Interprétation du phénomène de Zeeman. — Absorption de la lumière dans un champ magnétique.

Étude micrographique des aciers. — Magnétostriction. — Perméamètres.

EFFETS ÉLECTROMAGNÉTIQUES DE LA CONVECTION. — Maxwell ⁽¹⁾ a prévu et Rowland ⁽²⁾ démontré expérimentalement que la convection, c'est-à-dire le transport, par un conducteur, d'une masse électrique, agit sur l'aiguille aimantée comme le ferait un courant de convection mettant en jeu la même quantité d'électricité.

La convection électrique doit aussi, d'après Maxwell, produire, dans un circuit voisin, le phénomène de l'induction électromagnétique.

(¹) Voir pour la théorie de Maxwell, t. IV, 4^e fasc., p. 205 à 226.

(²) Voir t. IV, 4^e fasc., p. 195.

EXPÉRIENCES DE MM. CRÉMIEU ET PENDER. — M. Crémieu ⁽¹⁾ a cherché à mettre en évidence ces effets d'induction par la rotation d'un disque électrisé revêtu d'une mince couche isolante. Ce disque tourne dans son plan et agit sur une bobine concentrique, située aussi dans le même plan. La bobine, dûment protégée contre tout effet d'induction perturbateur, est en relation avec un galvanomètre. Quand on anime le disque d'un mouvement de rotation rapide et qu'on l'électrise à l'aide d'une source à haut potentiel, l'aiguille du galvanomètre doit recevoir une impulsion de sens déterminé. Elle recevra une impulsion de sens contraire, si l'on supprime la source et qu'on mette le disque en communication avec le sol. Enfin, le sens des impulsions galvanométriques sera renversé quand on renversera le sens de l'électrisation du disque, ou le sens de sa rotation. Malgré des précautions minutieuses, ces expériences ne fournirent que des résultats irréguliers ou négatifs.

M. Pender ⁽²⁾ reprit ces essais en Amérique. Il perfectionna la méthode de M. Crémieu et, contrairement à ce savant, il obtint des résultats très nets, d'où il put déduire une valeur du rapport ν des unités électriques égal à la valeur théorique. La figure 31 représente, dans ce qu'il a d'essentiel, le dispositif adopté par M. Pender. Deux disques de micanite dorés parallèles, A et B, reçoivent d'un moteur électrique des mouvements de rotation rapides dans leur propre plan. Ces disques peuvent tourner dans le même sens ou en sens inverse. M. Pender leur communique une électrisation alternative à l'aide d'une machine de Voss, mue par un deuxième moteur électrique. Les pôles de la machine de Voss sont en communication avec des balais en contact avec les anneaux *a*, *b*. Ces anneaux sont eux-mêmes reliés à la dorure des disques, par le moyen de feuilles d'étain.

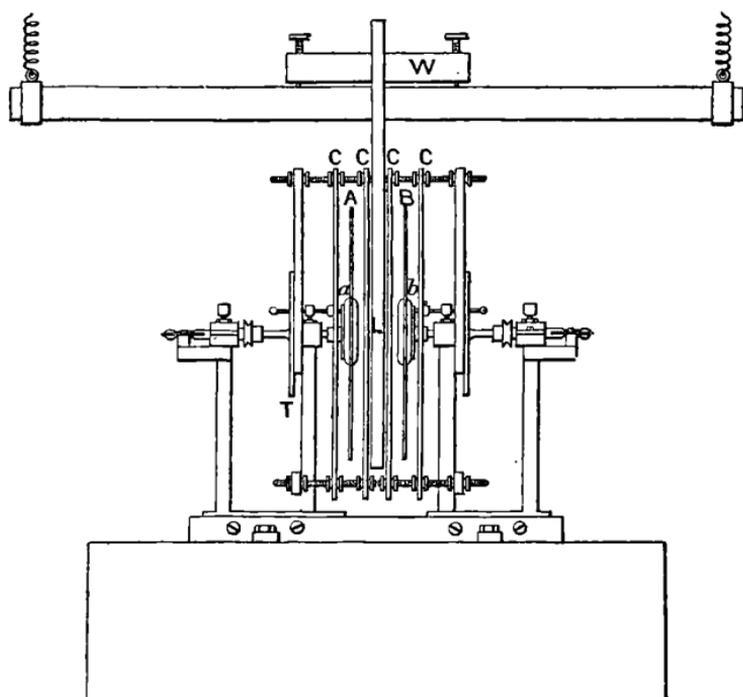
(1) CRÉMIEU, Thèse de Doctorat, Paris, 1901; *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7^e série, t. XXIV, p. 299; *Journal de Physique*, 4^e série, t. I, 1902, p. 752.

(2) PENDER, Thèse de Doctorat de l'Université John Hopkins, *Physical Review*, t. XIII, 1901, p. 203; *Ibid.*, t. XV, 1902, p. 291.

Chaque disque mobile est placé entre deux disques conducteurs fixes C, C en relation avec le sol, dont l'ensemble forme, avec le disque correspondant, un condensateur fermé.

Entre les deux disques est suspendu, au plafond de la salle d'expérience, et par un mode de suspension délicat qui évite toute trépidation, une bobine plate L, en communication avec un galvanomètre excessivement sensible. Un troisième

Fig. 31.



moteur électrique gouverne un commutateur tournant dont le jeu renverse à la fois la charge des disques A et B et les communications des fils terminaux de la bobine avec le galvanomètre. Grâce à cette disposition, tous les courants induits possèdent le même sens dans le galvanomètre, qui devra accuser une déviation permanente.

Considérons sur l'un des disques, A par exemple, un anneau de rayon r et de largeur dr . Soient σ la densité électrique évaluée en unités électrostatiques, N le nombre de

tours du disque par seconde, enfin ν le rapport des unités électromagnétiques et électrostatiques (1). L'anneau considéré équivaut à un courant d'intensité électromagnétique dI

$$dI = 2\pi r dr \frac{N\sigma}{\nu}.$$

La quantité d'électricité induite par le renversement du signe de la charge est

$$dq = 4\pi r dr \frac{N\sigma}{\nu} \frac{M}{R}.$$

R représente la résistance du circuit formé par la bobine et le galvanomètre, M le coefficient d'induction mutuelle de l'anneau et de la bobine. Si la charge est renversée N' fois par seconde, l'ensemble des courants d'induction redressés correspondant à l'anneau sera équivalent à un courant continu d'intensité

$$dI' = 4\pi r dr \frac{N\sigma}{\nu} \frac{M}{R} N'.$$

Cette expression, intégrée de $r=r_1$ à $r=r_2$ (rayons extrêmes de la partie dorée du disque) donne un courant induit total

$$I' = \frac{4\pi NN'}{\nu R} \int_{r_1}^{r_2} M\sigma r dr,$$

et une déviation galvanométrique *

$$D_1 = \frac{4\pi NN'K}{\nu} \int_{r_1}^{r_2} M\sigma r ar.$$

K est un coefficient instrumental, qui englobe le facteur $\frac{1}{R}$.

La densité superficielle sur les disques est uniforme, sauf au voisinage immédiat des bords, et a pour expression

$$\sigma = \frac{V}{2\pi(B - \beta)}.$$

(1) Voir t. IV, 3^e fasc., p. 290.

V est la différence de potentiel entre le disque A et les disques C, B la distance des plateaux C, β l'épaisseur du disque A. L'excès d'électricité correspondant aux bords peut être calculé par une formule de Maxwell (1)

$$q = 2\pi r_1 \sigma \frac{B}{\pi} \log_e \left(2 \cos \frac{\pi \beta}{2B} \right).$$

Chacun des disques agit par ses deux surfaces. Si nous supposons les deux disques chargés en sens contraire, et animés aussi d'un mouvement de rotation inverse, les effets magnétiques relatifs aux quatre surfaces s'ajoutent et l'on a, en définitive, pour la déviation galvanométrique totale,

$$(1) \quad \left\{ \begin{aligned} D = 4D_1 = \frac{16\pi NN'}{\nu} K \frac{V}{2\pi(B-\beta)} \\ \times \left[\int_{r_1}^{r_2} Mr dr + r_1 \frac{B}{\pi} \log_e \left(2 \cos \frac{\pi}{2} \frac{\beta}{B} \right) M_1 \right]. \end{aligned} \right.$$

M_1 est le coefficient d'induction correspondant à un anneau de rayon r_1 .

On pourrait déterminer $\int_{r_1}^{r_2} Mr dr$ et M_1 par le calcul. Il est préférable de recourir à une mesure expérimentale approchée. A cet effet, douze couronnes de fil conducteur de un tour chacune sont montées sur un disque D qui peut être appliqué successivement sur chaque surface des disques A et B. Ces couronnes, dont les rayons croissent en progression arithmétique, de r_1 à r_2 , sont animées par un courant, fourni par une batterie d'accumulateurs, avec interposition du commutateur tournant. Les déflexions galvanométriques observées permettent le calcul des valeurs de M correspondant à chaque couronne. On en déduit aisément la valeur approchée de l'intégrale $\int_{r_1}^{r_2} Mr dr$. L'expression (1) permet alors le calcul de ν .

(1) MAXWELL, *Electricity and Magnetism*, § 196.

M. Pender exécuta plusieurs séries d'expériences, les premières sous la direction de Rowland, à l'Université de John Hopkins, les suivantes, dans le local d'une école de campagne voisine de Baltimore, mais éloignée de plus de 2^{km} de toute ligne de traction électrique.

Les premières expériences avaient donné pour v une valeur moyenne de $3,05 \cdot 10^{10}$ avec des valeurs extrêmes oscillant de 2,85 à $3,24 \cdot 10^{10}$.

Le Tableau suivant donne les résultats des dernières expériences. La différence de potentiel V était mesurée à l'aide d'un électromètre absolu; le nombre de tours N à l'aide d'un compteur de tours. Dans un premier groupe de mesures, la valeur de V s'est peu éloignée de 6000^volts, mais le nombre de tours par seconde a varié presque dans le rapport de 1 à 10. Dans le dernier groupe, N s'écartait peu de 60 tours par seconde, mais V a varié presque dans le rapport de 1 à 7.

N.	V.	v .
9,94	5690	$3,03 \cdot 10^{10}$
25,6	6250	3,08
49,2	6275	2,98
63,0	5960	3,00
92,4	6230	2,98
59,4	905	3,01
59,6	2030	3,00
59,2	2950	3,04
57,6	4090	2,92
57,9	5010	2,97
58,4	5900	2,98
	Moyenne.....	3,00

Le désaccord des résultats obtenus par MM. Crémieu et Pender par l'usage de méthodes absolument parallèles a été définitivement tranché par une série d'expériences qu'ils ont faites en commun dans le laboratoire de M. Bouty⁽¹⁾. Ils ont utilisé leurs méthodes respectives et, généralement, les

(1) CRÉMIEU et PENDER, *Journal de Physique*, 4^e série, t. II, 1903, p. 641, et *Physical Review*, t. XXII, p. 385.

appareils mêmes dont ils s'étaient précédemment servis. Comme source d'électricité, les deux expérimentateurs employèrent une batterie de petits accumulateurs pouvant donner jusqu'à 17 000 volts.

MM. Crémieu et Pender ont d'abord mis en évidence le rôle perturbateur considérable et absolument imprévu que pouvait exercer une mince couche isolante déposée à la surface du plateau tournant. Cette couche ne tarde pas à acquérir des charges permanentes dont l'effet suffit à masquer complètement le phénomène principal. Quand on a supprimé la couche isolante l'appareil de M. Crémieu a donné des résultats tout à fait analogues à ceux de l'appareil Pender.

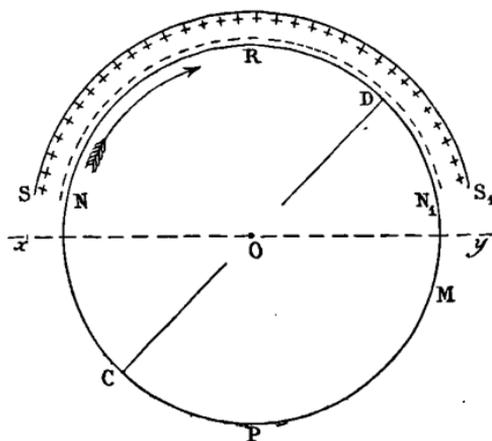
Bien que le défaut d'une stabilité suffisante, au double point de vue mécanique et magnétique, ait empêché de déduire de ces expériences contradictoires une valeur précise du rapport ν , le signe et l'ordre de grandeur des déviations ont toujours été parfaitement satisfaisants, quelles qu'aient pu être les modifications apportées aux appareils primitifs et les vérifications indirectes auxquelles les effets électromagnétiques de la convection ont été soumis.

MM. Crémieu et Pender ont, par exemple, supprimé les disques fixes, substitué à l'observation de l'effet d'induction celle de l'effet magnétique direct, enfin étudié l'effet de la rotation d'un disque *chargé au repos* ou avec une très faible vitesse de rotation et que l'on anime *ensuite* d'un mouvement rapide. (1 50)

Dans les expériences que nous venons de rapporter, le ou les disques tournants étaient continus. L'électricité est donc entraînée avec son support conducteur, sans qu'elle ait de tendance à refluer en arrière, puisque la valeur de ν trouvée expérimentalement se confond avec la valeur théorique. Au reste Rowland avait déjà essayé de substituer au disque tournant continu un disque dans lequel la dorure était disposée suivant des secteurs sans communication métallique entre eux; il avait obtenu quantitativement et qualitativement les mêmes résultats. M. Pender, MM. Crémieu et Pender ont aussi employé des disques à secteurs, sans constater aucune modification appréciable de l'effet électromagnétique.

On peut, ainsi que l'avait essayé Rowland et que l'ont réalisé MM. Crémieu et Pender (¹), constater l'existence de courants de convection qui ont leur origine dans un courant de convection ouvert, par la disposition suivante, imaginée par Helmholtz. Un disque analogue à ceux des expériences précédentes est en communication permanente avec la terre. Il est recouvert à moitié par une armature électrisée (*fig. 32*)

Fig. 32.



(représentation cylindrique). La portion du disque mobile recouverte par le secteur est électrisée par influence et, d'après ce qui précède, doit entraîner sa charge, produisant ainsi un courant de convection ouvert. Mais la charge n'étant plus soumise à l'influence, dans la moitié nue du disque mobile donne lieu à un courant de convection, lequel met en jeu la même quantité d'électricité et ferme le courant de convection ouvert. Le courant de convection se distribue uniformément dans les deux moitiés du disque, d'après la loi de Ohm. Les deux courants de convection et de convection s'ajoutent algébriquement dans la moitié couverte, tandis que, dans la moitié nue, le courant de convection existe seul. En définitive, tout se passe, au point de vue de l'effet

(¹) CRÉMIEU et PENDER, *loc. cit.*, p. 654.

magnétique, comme si le disque était parcouru dans sa totalité par un courant d'intensité égale à la moitié de celle du courant de convection considéré isolément. Ces résultats ont été vérifiés par MM. Crémieu et Pender, aux quantités près de l'ordre des erreurs d'expérience.

Nous devons encore mentionner des expériences faites à Moscou par M. Eichenwald (1) par la méthode de Rowland; elles ont donné des valeurs de ν correctes à 5 pour 100 près.

EXPÉRIENCES DE M. VASILESCO-KARPEN. — M. Vasilescu-Karpen (2) a étudié à fond l'effet d'induction produit par un courant de convection alternatif. Ce courant était obtenu en chargeant le disque mobile à l'aide des courants alternatifs d'un transformateur à haut potentiel (bobine de Ruhmkorff) animé par un courant alternatif à 110^volts. Les courants induits dans une bobine parallèle au disque étaient redressés et dirigés à travers un galvanomètre de sensibilité moyenne. Ils étaient assez puissants pour fournir des déviations considérables, M. Vasilescu-Karpen s'étant plutôt proposé de manifester l'existence des courants de convection par des effets énergiques, susceptibles d'être montrés à tout un auditoire, que de calculer, par ses expériences, une valeur exacte de ν .

M. Vasilescu-Karpen a mis en évidence le rôle que des masses métalliques, voisines du disque tournant, exercent sur les effets d'induction produits par ce disque. Ces masses jouent le rôle de diaphragmes (3) ou d'amortisseurs, conformément à la loi de Lenz; et si le conducteur mobile, au lieu d'être constitué par de minces surfaces (dorure), est un disque métallique plein, l'induction produite dans sa propre masse peut déjà réduire, dans un rapport considérable, l'effet d'induction produit dans la bobine extérieure.

(1) EICHENWALD, *Drude's Ann.*, t. XI, 1903, p. 1, 421 et 872.

(2) VASILESCO-KARPEN, *Journal de Physique*, 4^e série, t. II, 1903, p. 667; Thèse de Doctorat, Paris, 1904 (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 8^e série, t. II, p. 465).

(3) Voir t. IV, 3^e fasc., p. 219.

L'ensemble de toutes les expériences que nous venons de rapporter ne peut plus laisser subsister aucun doute sur la réalité de l'entraînement des charges par les conducteurs métalliques en mouvement, non plus que sur l'identité des effets magnétiques et des effets d'induction des courants de convection et des courants de conduction ordinaires.

INTERPRÉTATION DU PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN. — Une première et remarquable application des effets électromagnétiques de la convection va nous être fournie par l'étude du phénomène de Zeeman. Les expériences de Zeeman (1) ont montré, conformément aux précisions théoriques de Lorentz (2), que, quand une source lumineuse, une flamme par exemple, est soumise à l'action d'un champ magnétique intense, une raie brillante se dédouble dans les conditions suivantes :

Si l'observation a lieu dans un plan normal au champ magnétique, la raie se transforme en un triplet. Les raies extérieures sont polarisées parallèlement au champ, la raie centrale perpendiculairement au champ.

Si l'observation se fait dans la direction du champ, la raie centrale disparaît, et les deux raies extrêmes sont polarisées circulairement en sens inverse.

L'écart des lignes extrêmes est proportionnel à l'intensité du champ. La fréquence de la vibration correspondant à la raie moyenne est identique à celle de la vibration soustraite à l'influence du champ.

Ces conditions, éminemment complexes en apparence, sont cependant susceptibles d'une interprétation très simple. Considérons la vibration lumineuse comme provoquée par une vibration synchrone d'une particule matérielle électrisée ou *électron*. Les modifications de fréquence et l'état de polarisation des composantes résultent de l'action électromagnétique du champ sur la particule électrisée en mouvement.

(1) Voir 2^e Supplément, p. 95.

(2) LORENTZ, *Théorie des phénomènes magnéto-optiques récemment découverts* (Rapports au Congrès international de Physique, t. III, 1900, p. 1).

Substituons d'abord à la vibration réelle de la particule ses composantes X et Z dans la direction des lignes de force du champ et dans une direction normale.

La vibration X n'éveille aucune réaction électromagnétique. Sa fréquence ne peut donc être modifiée. L'éther ne pouvant transmettre de vibration longitudinale, cette vibration matérielle n'aura pas d'effet lumineux dans sa propre direction, d'où la disparition de la raie centrale, si l'on observe la propagation dans le sens des lignes de force. Si, au contraire, on observe dans un plan normal aux lignes de force, la vibration lumineuse sera polarisée comme la vibration de la particule matérielle qui lui donne naissance, c'est-à-dire perpendiculairement aux lignes de force du champ.

Occupons-nous maintenant de la vibration Z normale aux lignes de force. Elle équivaut cinématiquement à deux vibrations circulaires égales et de sens inverse s'exécutant dans un plan normal aux lignes de force. Chacune de ces vibrations circulaires éveille une réaction électromagnétique qui, d'après la règle d'Ampère, passe par le centre du cercle. La réaction change de signe avec le sens du mouvement, dextrorsum ou sinistrorsum, et avec le signe de la particule électrisée, positive ou négative. Suivant qu'elle est centripète ou centrifuge, elle agit pour augmenter ou pour diminuer la fréquence. Celle-ci est proportionnelle à la racine carrée de la force centripète résultante agissant sur la particule. Mais, l'action électromagnétique étant toujours très faible, si l'on compare les fréquences modifiées des deux vibrations circulaires à la fréquence primitive, on trouvera que l'excès, positif ou négatif, est simplement proportionnel à l'intensité de l'action électromagnétique, c'est-à-dire à l'intensité du champ.

Considérons les mouvements imprimés à l'éther par chacune des deux vibrations circulaires que nous venons d'envisager. Dans la direction du champ, il en résultera la propagation de vibrations circulaires, d'où l'état de polarisation des deux composantes du doublet observé dans cette direction. Dans une direction normale au champ magnétique, c'est-à-dire dans le plan de vibration, la vibration

propagée sera rectiligne et parallèle au plan du cercle, c'est-à-dire polarisée parallèlement aux lignes de force du champ. C'est bien la polarisation que l'expérience attribue aux composantes extrêmes du triplet observé dans cette direction.

D'après le sens de la gyration que l'expérience attribue aux vibrations circulaires dont la fréquence est la plus grande, on peut déterminer le signe de la charge électrique en mouvement. On trouve qu'elle est négative.

D'après la valeur de la variation de la fréquence, on peut aussi calculer le rapport de la force électromagnétique à la masse matérielle à laquelle elle est appliquée et en déduire le rapport de la masse électrique en mouvement e à la masse matérielle m de son support. En adoptant pour les masses électriques le système d'unités électromagnétiques, on trouve, pour ce rapport $\frac{e}{m}$, des nombres de l'ordre de 10^7 . C'est pré-

cisément la valeur qui convient aux particules cathodiques (1). Les électrons de la théorie de M. Lorentz seraient donc identiques aux corpuscules cathodiques. Nous reviendrons ultérieurement sur la signification de ces curieux résultats.

Nous venons d'interpréter, d'une manière absolument complète, l'expérience primitive de Zeeman. Cependant la question est loin d'être épuisée. On sait que, depuis les premières observations, des complications expérimentales nouvelles ont été découvertes, notamment par MM. Cornu et Preston (2). Ces savants ont montré que, pour certaines raies, le nombre des composantes développées par l'action du champ magnétique est supérieur à 3. On peut, dans quelques cas, observer 4, 6, 8 et même 9 raies.

M. Lorentz expose, dans son Mémoire, divers essais de théories plus générales que la théorie élémentaire indiquée ci-dessus. On peut penser que la solution du problème sera trouvée dans l'une des voies ainsi tracées; mais jusqu'ici on n'a pu rendre compte d'une manière parfaitement satisfaisante de l'ensemble des singularités révélées par l'expérience.

(1) Voir 2^e Supplément, p. 178.

(2) Voir le rapport de M. Lorentz.

ABSORPTION DE LA LUMIÈRE DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE. — Le champ magnétique est sans action sur la propagation de la lumière dans le vide. Nous savons que, dans les corps transparents, il donne lieu au phénomène de la polarisation rotatoire magnétique ⁽¹⁾.

Dans les flammes ou dans les gaz absorbants, le champ magnétique provoque des phénomènes qui présentent un lien étroit avec le phénomène de Zeeman. Quand on fait tomber sur la flamme ou le gaz absorbant un faisceau de lumière polarisé rectilignement, dont la longueur d'onde correspond à une bande d'absorption, on constate des phénomènes différents suivant que l'on observe dans un plan normal aux lignes de force du champ ou dans la direction de ces lignes de force. Dans le second cas, MM. Macaluso et Corbino ⁽²⁾ ont découvert que la flamme exerce une absorption différente sur les deux vibrations circulaires auxquelles équivaut la vibration rectiligne incidente. Il en résulte une différence de vitesse de propagation des deux vibrations circulaires et, par conséquent, un phénomène de polarisation rotatoire, observé par M. Righi ⁽³⁾.

Dans le cas d'une propagation normale aux lignes de force du champ, M. Voigt ⁽⁴⁾ a prévu un phénomène de double réfraction ordinaire, constaté ensuite expérimentalement par MM. Voigt et Wiechert ⁽⁵⁾, H. Becquerel ⁽⁶⁾ et Cotton ⁽⁷⁾.

M. Voigt a relié entre eux ces divers phénomènes, le phénomène de Zeeman et celui de la polarisation rotatoire magnétique, dans une seule théorie qui dérive des théories

⁽¹⁾ Voir t. IV, 3^e fasc., p. 422.

⁽²⁾ MACALUSO et CORBINO, *Rendiconti della R. Acc. dei Lincei*, 5^e série, t. VII, p. 293; t. VIII, 1898-99, p. 116 et 1838; *Journal de Phys.*, 3^e série, t. VIII, p. 219, 435 et 610.

⁽³⁾ RIGHI, *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, t. CXXVII, 1898, p. 216.

⁽⁴⁾ VOIGT, *Theorie der magneto-optischen Erscheinungen* (*Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 345.)

⁽⁵⁾ *Loc. cit.*, p. 359.

⁽⁶⁾ H. BECQUEREL, *Comptes rendus de l'Acad. des Sc.*, t. CXXVII, p. 647, 849 et 953; t. CXXVIII, 1898-99, p. 145.

⁽⁷⁾ COTTON, *Ibid.*, t. CXXVII, p. 953 et 1256; t. CXXVIII, 1898-99, p. 294.

ordinaires de la dispersion et de l'absorption par l'adjonction d'un terme relatif à l'action du champ magnétique. Pour cette théorie, le lecteur pourra recourir au Mémoire original ou au rapport de M. Lorentz.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU MAGNÉTISME.

ÉTUDE MICROGRAPHIQUE DES ACIERS. THÉORIE DE M. OSMOND.

— Pour expliquer la différence de propriétés de l'acier et du fer doux, au point de vue de l'aimantation temporaire et de l'aimantation résiduelle, les physiciens ont imaginé qu'il existait dans l'acier un obstacle spécial au déplacement des aimants moléculaires. Ils désignèrent d'abord cet obstacle sous le nom assez vague de force coercitive ⁽¹⁾.

Plus tard, l'étude microscopique des aciers a prouvé l'hétérogénéité de leur structure ⁽²⁾, hétérogénéité que faisait déjà soupçonner l'indépendance relative de l'aimantation temporaire et de l'aimantation permanente ⁽³⁾. Si une surface d'acier poli est soumise pendant quelques instants à l'action d'un réactif susceptible d'en attaquer quelques éléments, et si l'on observe cette surface au microscope avec un grossissement considérable, on obtient des aspects tels que les représentent les figures ci-jointes, relatives à des aciers au nickel et empruntées à M. L. Guillet ⁽⁴⁾ (*fig. 33*).

D'autre part, à mesure que l'industrie métallurgique fournit des métaux plus purs, et plus soigneusement recuits, on observe que le fer se rapproche plus vite de la saturation quand on le soumet à des champs magnétiques croissants, et qu'il ne conserve presque pas d'aimantation résiduelle. En même temps les phénomènes de l'hystérésis ⁽⁵⁾ tendent à disparaître.

(1) Voir t. IV, 3^e fasc., p. 298.

(2) F. OSMOND, *Transformations du fer et du carbone*, Paris, 1888.

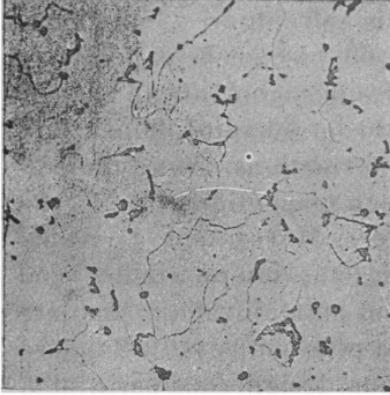
(3) BOUTY, *Recherches sur le Magnétisme*, 2^e partie (*Ann. de l'École Normale supérieure*, 2^e série, t. V, p. 154).

(4) L. GUILLET, *Étude micrographique et mécanique des aciers au nickel* (*Journal de Physique*, 4^e série, t. II, 1903, p. 728).

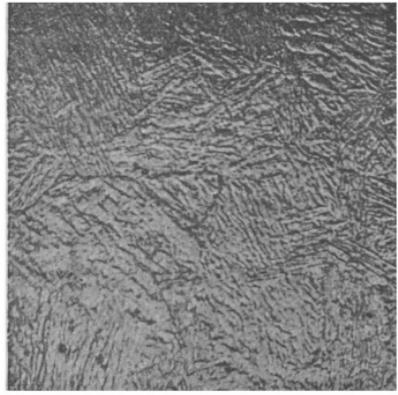
(5) Voir 2^e Supplément, p. 90.

Fig. 33.

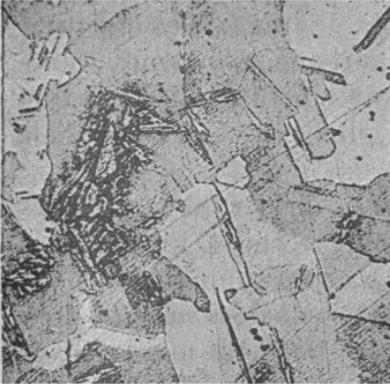
1



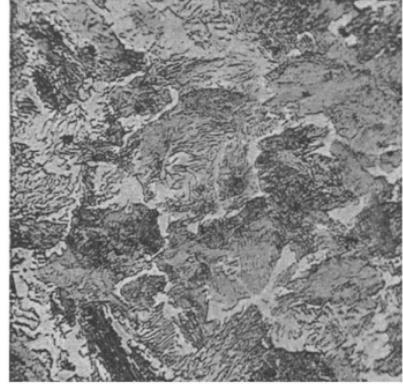
2



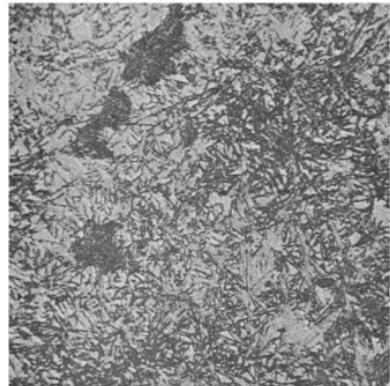
3



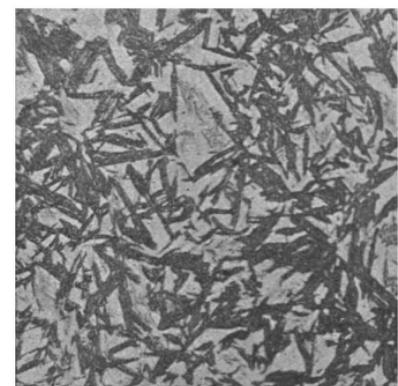
4



5



6



1. 0,120 C.; 5 pour 100 Ni.
2. 0,120 C.; 12 » Ni.
3. 0,120 C.; 30 » Ni.

4. 0,800 C.; 2 pour 100 Ni.
5. 0,800 C.; 7 » Ni.
6. 0,800 C.; 12 » Ni.

Il résulte des expériences de M. Pionchon (1) que le fer chauffé à haute température, puis refroidi très lentement, présente de 1000° à 1050° et de 660° à 720° deux points de transformation, caractérisés par des dégagements de chaleur latente. L'étude du magnétisme du fer à haute température confirme l'existence de ces transformations. Aux températures très élevées, le fer est très peu magnétique (2).

En réunissant ces éléments divers, M. Osmond (3) est arrivé à la conception suivante qui, dans son ensemble, rend bien compte des faits observés, tout au moins d'une manière qualitative. Réduite à sa forme la plus simple, elle suppose au moins deux états du fer que nous désignerons par α et γ .

Le fer γ , stable à haute température, n'est pas magnétique; le fer α , stable à la température ordinaire, est magnétique et dépourvu de pouvoir coercitif. Mais de très faibles quantités de matières étrangères telles que carbone, manganèse, tungstène, communiquent au fer γ une stabilité qui lui permet de subsister à des températures plus basses et même à la température ordinaire.

Un échantillon de fer impur ou d'acier peut, d'après M. Osmond, être considéré comme formé d'un réseau à mailles très serrées formé de fer γ ou de composés tels que le carbure de fer Fe^3C , désigné sous le nom de *cémentite*, etc.; ces corps ne sont point magnétiques. Dans les mailles de ce réseau se trouve enfermé du fer α .

Quand un tel système est soumis à l'action d'un champ magnétique, les parcelles de fer α , enlacées dans les mailles du réseau, forment autant d'aimants infiniment petits que leurs liaisons aux éléments du réseau empêchent d'obéir, à la force directrice qui les sollicite, aussi aisément que s'ils faisaient partie d'une masse homogène. Les mêmes liaisons les empêchent de revenir exactement à leurs positions d'équilibre primitives quand ils en ont été dérangés, d'où les phénomènes d'aimantation résiduelle et d'hystérésis. Ces liaisons

(1) PIONCHON, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6^e série, t. XI, p. 33; *Journal de Phys.*, 2^e série, t. VI, 1887, p. 283.

(2) Voir 2^e Supplément, p. 83.

(3) F. OSMOND, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXIX, 1890, p. 511.

jouent donc le rôle anciennement attribué à la force coercitive, dont la notion est ainsi rattachée au polymorphisme du fer, et à l'hétérogénéité des échantillons industriels de fer ou d'acier sur lesquels portent nos expériences.

Toute cause qui tend à fléchir ou à déchirer, par places, le réseau de fer γ , a pour effet de diminuer le magnétisme rémanent. Plus la proportion de fer α est grande, plus les mailles du réseau sont lâches, moins est grand l'obstacle opposé au mouvement des aimants élémentaires, plus vite le fer se rapproche de la saturation et moins grand est le magnétisme rémanent.

La trempe, en précipitant le retour d'une température élevée à la température ordinaire, saisit le fer dans son état γ non magnétique et le ramène à la température ordinaire, sans qu'il ait pu se transformer, aux températures pour lesquelles le passage d'une variété à l'autre est possible et s'effectue d'une manière rapide. Le système est dans un état de faux équilibre.

Le recuit, effectué à une température inférieure à la température critique, permet une rétrogradation plus ou moins complète et détruit ainsi, partiellement, l'effet de la trempe.

L'étude micrographique d'une même sorte d'acier portée à haute température et refroidie très lentement, ou trempée, ou recuite à une température modérée, permet de suivre les transformations de structure et de constater la parfaite conformité des idées émises par M. Osmond avec la réalité.

On s'explique ainsi la complication, au premier abord déconcertante, des phénomènes offerts par une variété donnée de fer ou d'acier, suivant le traitement physique ou mécanique qu'elle a subi. On n'a pas affaire, en général, à une substance définie et homogène, mais bien à des mélanges d'éléments de diverse nature, dont le groupement même est variable avec la température et avec les diverses actions auxquelles les échantillons sont soumis.

Les études micrographiques permettent aujourd'hui de distinguer :

Le fer α , magnétique et qui ne dissout pas le carbone; stable à la température ordinaire;

Le fer β , non magnétique et qui ne dissout pas le carbone; stable seulement dans un intervalle de température restreint au voisinage de 700° à 800° ;

Le fer γ , non magnétique mais qui dissout le carbone; stable aux très hautes températures et susceptible aussi de se conserver à basse température;

La cémentite Fe^3C ;

La martensite; etc.

Le fer β est intermédiaire au fer α et au fer γ . D'après M. Osmond, quand le fer β a commencé à se transformer, il est impossible d'arrêter sa transformation, de telle sorte que le fer β est toujours mêlé de fer α aux températures inférieures au point normal de transformation correspondant.

La cémentite se dissocie à haute température. Au-dessus de 700° , elle est diluée dans la masse; au-dessous de cette température, elle existe en éléments séparés.

La martensite, cristallisée en aiguilles très fines, est caractéristique d'une bonne trempe, etc.

Comme le fer, le nickel peut exister à l'état magnétique et non magnétique. Les aciers au nickel, dont on connaît les curieuses propriétés de réversibilité ou d'irréversibilité ⁽¹⁾, présentent, au point de vue de leur structure, une complication encore plus grande, dont les figures 33 peuvent donner une idée.

MAGNÉTOSTRICITION. — On désigne aujourd'hui sous les noms d'*électrostriction* et de *magnétostriction* les changements de dimensions et de densité qu'éprouvent les corps diélectriques ou magnétiques sous l'influence d'un champ électrique ou magnétique.

On sait déjà que l'aimantation des corps ferromagnétiques est accompagnée de faibles variations de longueur ⁽²⁾ et de volume. Voici, d'après M. Nagaoka ⁽³⁾, qui s'est fait une spé-

(1) Voir 2^e Supplément, p. 84.

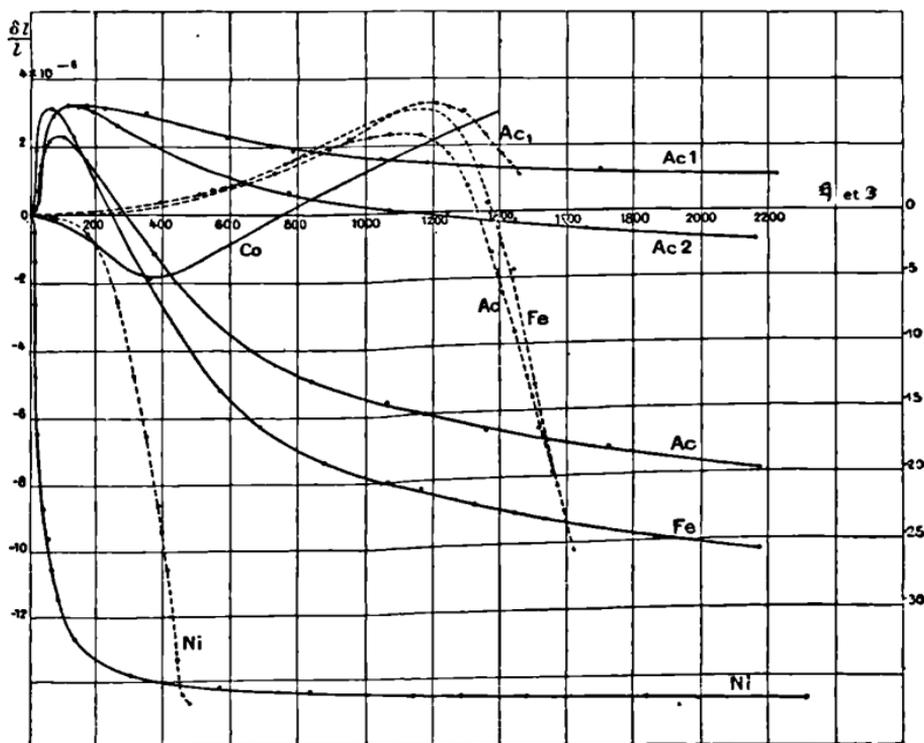
(2) Voir t. IV, 3^e fasc., p. 412.

(3) NAGAOKA, Rapports présentés au Congrès international de Physique, t. II, p. 536-556.

cialité de l'étude de ces questions délicates, ce que l'on sait actuellement sur ce sujet.

Nous supposons qu'un ellipsoïde de révolution en fer doux est aimanté suivant son axe, dans un champ uniforme. L'ovoïde s'allonge dans des champs magnétisants faibles. L'allongement est maximum et atteint 3 à 4 millièmes de la longueur dans un champ H égal à 40 C.G.S. Il diminue ensuite et s'annule vers $H = 200$, puis fait place à un raccourcissement qui croît encore pour $H = 2200$, sans paraître s'approcher d'une valeur asymptotique. Le raccourcissement est alors d'environ $\frac{1}{1000000}$. L'acier ordinaire éprouve des actions analogues, mais le nickel et le cobalt se comportent d'une autre manière. La figure 34, empruntée à M. Nagaoka,

Fig. 34.



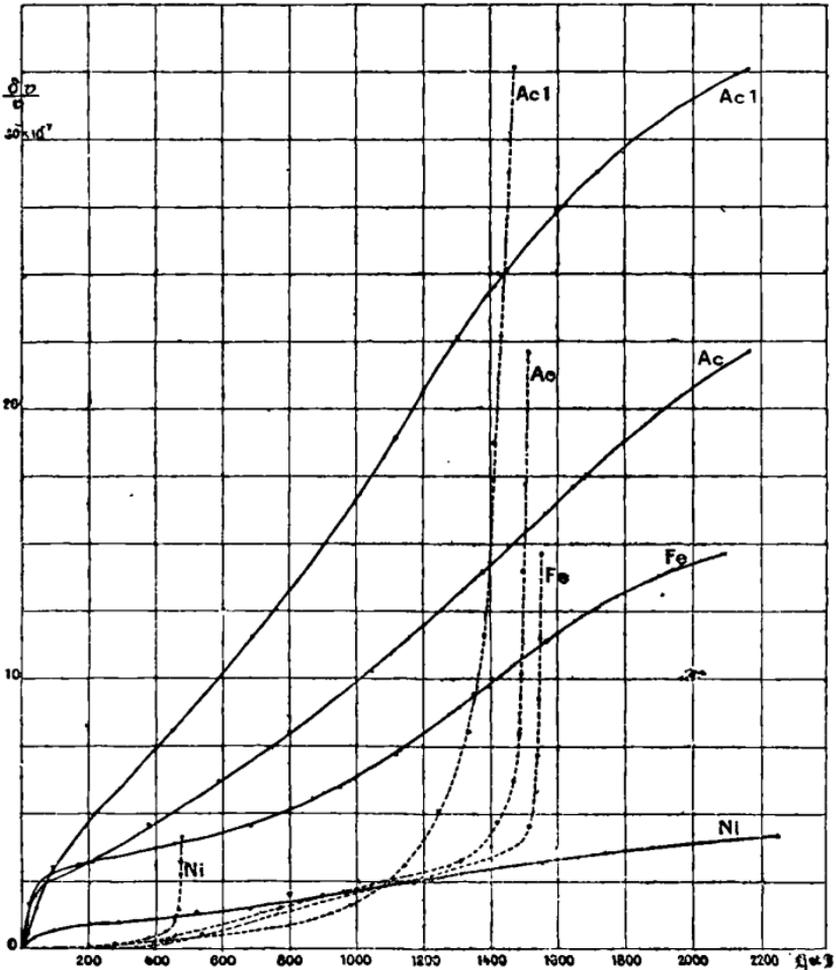
résume ces résultats. Les courbes en traits pleins sont construites en prenant pour abscisses les champs H ; pour les

courbes pointillées, les abscisses sont les inductions

$$\mathfrak{J} = 1 + 4\pi\mathfrak{H}.$$

En ce qui concerne les variations de volume, la dilatation des ovoïdes de fer et de nickel, aimantés dans la direction de l'axe, est très petite dans les champs faibles. Pour $H = 2000$

Fig. 35.



elle est au-dessous de 0,000001 pour le nickel, tandis qu'elle atteint 0,000001 pour le fer, 0,000002 pour l'acier et 0,000003

pour l'acier au tungstène. La figure 35 représente la loi de cette variation.

L'application des principes de la thermodynamique à ces curieux phénomènes (1) est susceptible de fournir des relations intéressantes entre les déformations produites par l'aimantation et l'influence des efforts mécaniques sur l'aimantation, dont nous avons déjà signalé quelques-uns (2). Malheureusement les données que l'on possède sur ces divers éléments sont absolument insuffisantes pour permettre des vérifications numériques.

On doit actuellement se borner à résumer les connaissances qualitatives que nous possédons sur ces sujets comme l'a fait M. Nagaoka (3) auquel nous empruntons le Tableau ci-joint.

*Déformations produites
par l'aimantation.*

*Influence de l'effort mécanique
sur l'aimantation.*

(Expérience et théorie.)

a. L'aimantation produit dans le fer un allongement qui passe par un maximum pour un certain champ critique, puis diminue progressivement quand le champ croît.

a. Par l'effet d'une traction faible et constante, l'aimantation du fer croît jusqu'à un maximum qu'elle atteint pour un certain champ critique; ensuite elle diminue et devient plus faible que quand la traction n'existe pas.

b. L'aimantation produit une diminution de longueur dans le nickel; cette diminution se poursuit quand le champ croît.

b. Une traction longitudinale a pour effet de faire décroître l'aimantation du nickel.

c. L'aimantation produit un petit accroissement de volume du fer et du nickel.

c. La pression hydrostatique fait varier légèrement l'aimantation du fer et du nickel. L'expérience indique une diminution, la théorie indiquerait une augmentation.

(1) Voir notamment KIRCHHOFF, *Wied. Ann.*, t. XXIV, 1885, p. 52.

(2) Voir t. IV, 3^e fasc., p. 370.

(3) NAGAOKA, *loc. cit.*

d. Un fil aimanté longitudinalement est tordu par une aimantation circulaire.

e. Un fil aimanté circulairement se tord quand on l'aimante longitudinalement.

f. Pour les champs magnétiques faibles et modérés, la torsion produite par l'aimantation longitudinale et circulaire est de sens contraire pour le fer et le nickel.

g. La torsion produite en aimantant longitudinalement un fil de fer ou de nickel aimanté circulairement atteint un maximum dans les champs faibles.

h. Dans les champs forts, la torsion due à l'aimantation longitudinale d'un fil de fer aimanté circulairement change de sens et se fait dans le même sens que pour le nickel.

d. Quand on tord un fil aimanté longitudinalement, on lui communique une aimantation circulaire.

e. En tordant un fil aimanté circulairement, on l'aimante longitudinalement.

f. Pour les champs faibles et modérés, le courant transitoire ou l'aimantation longitudinale produits par la torsion d'un fil aimanté longitudinalement ou circulairement sont de sens contraire pour le fer et pour le nickel.

g. Le courant transitoire dû à la torsion d'un fil de fer ou de nickel aimanté longitudinalement passe par un maximum dans les champs faibles.

h. Dans les champs intenses, le sens du courant transitoire dû à la torsion d'un fil de fer aimanté longitudinalement est renversé et devient le même que dans le cas du nickel.

PERMÉAMÈTRES. — La mesure de la perméabilité du fer employé dans les constructions électriques est devenue une opération assez courante pour donner lieu à l'emploi d'instruments de mesure spéciaux. Dans tous ces instruments, le fer à essayer doit être fourni en barreaux de dimensions déterminées. L'appareil comporte de grosses masses de fer qui forment avec le barreau un circuit magnétique fermé, sauf un entrefer dans lequel on mesure le champ magnétique. L'aimantation est produite par une bobine entourant le barreau.

Soient N le nombre total de tours de la bobine, I l'intensité du courant qui l'anime, la force magnétomotrice est

$4\pi nL$. Soit C le champ mesuré dans l'entrefer, S sa section. La réluctance totale est la somme des réluctances connues R_2 et R_3 des masses de fer doux de l'appareil et de l'entrefer et de la réluctance R_1 du fer à essayer

$$R_1 = \frac{l}{\mu s};$$

l est la longueur du barreau, s sa section, μ le coefficient de perméabilité à déterminer. On tire cet élément de la formule

$$CS = \frac{4\pi NI}{\frac{l}{\mu s} + R_2 + R_3},$$

dans laquelle la somme $R_2 + R_3$ n'a que l'importance d'un terme correctif, petit par rapport à R_1 .



CHAPITRE VI.

COURANTS ALTERNATIFS ET POLYPHASÉS.

Mesure de l'énergie absorbée dans un appareil à courants alternatifs.

— Fréquence-mètre de Kempf. — Ondographe. — Oscillographes de M. Blondel. — Analyse d'un courant alternatif. — Représentation graphique des courants alternatifs. — Production des courants polyphasés : *a*, Courants diphasés; *b*, Courants triphasés. — Champs tournants produits par les courants polyphasés. — Moteurs asynchrones à courants polyphasés. — Transformation des courants polyphasés. — Commutatrices.

L'importance de plus en plus grande que prend, dans l'industrie, l'emploi des courants alternatifs simples ou polyphasés a conduit les ingénieurs et les physiciens à résoudre un certain nombre de problèmes et à imaginer une série d'appareils qui, de l'usine, sont passés dans les laboratoires, où ils rendent dès aujourd'hui de grands services.

Dans ce Chapitre, nous nous occuperons d'abord de divers appareils ou procédés de mesure nouveaux, spécialement appropriés aux courants alternatifs. Nous passerons ensuite à l'étude plus spéciale de la production des courants polyphasés et de leurs transformations.

MESURE DE L'ÉNERGIE ABSORBÉE DANS UN APPAREIL A COURANTS ALTERNATIFS. — La méthode suivante, connue sous le nom de *méthode des trois voltmètres*, se réduit en effet à trois mesures de force électromotrice efficace, qui peuvent être réalisées à l'aide de voltmètres pour courants alternatifs, ou d'électromètres.

Introduisons au delà des bornes AB de l'appareil ou du circuit d'utilisation une résistance BC non inductive de va-

leur R , et soient u , u_1 , u_2 , les différences de potentiel instantanées : 1° entré A et B ; 2° entre A et C ; 3° entre B et C. On a

$$\begin{aligned} u_2 &= Ri, \\ u_1 &= u + u_2 = u + Ri, \\ u_1^2 &= u^2 + R^2 i^2 + 2Rui, \end{aligned}$$

$$\frac{1}{T} \int_0^T u_1^2 dt = \frac{1}{T} \int_0^T u^2 dT + \frac{1}{T} \int_0^T u_2^2 dT + \frac{2R}{T} \int_0^T ui dt.$$

$\frac{1}{T} \int_0^T ui dt$ est l'énergie absorbée par seconde dans le circuit ou l'appareil, les trois autres intégrales sont les carrés des différences de potentiel efficaces indiquées par les trois voltmètres. De leur valeur et de celle de la résistance R , on déduira la consommation d'énergie cherchée.

FRÉQUENCE-MÈTRE KEMPF. — Pour mesurer la fréquence d'un courant alternatif, on peut avoir recours à un phénomène de résonance. Dans l'appareil de Kempf, un électro-aimant, animé par le courant à étudier, est déplacé, à l'aide d'une poignée qui entraîne un index, devant une série de lames vibrantes susceptibles d'exécuter n , $n + 1$, $n + 2$, ... vibrations par seconde. Quand l'électro arrive devant la lame dont la fréquence de vibration est égale à celle du courant, la lame vibre énergiquement et rend un son intense. Si deux lames voisines résonnent l'une et l'autre, l'appréciation de l'intensité des deux sons permettra d'évaluer la fréquence du courant à une fraction de période près.

ONDOGRAPHE. — L'ondographe de M. Hospitalier (1) est destiné à fournir une inscription relative à la force électromotrice, à l'intensité, à la puissance d'un courant alternatif régulier, et en général à tout phénomène électrique périodique se reproduisant sans altération pendant un nombre considérable de périodes.

(1) HOSPITALIER, *Journal de Physique*, 4^e série, t. I, 1902, p. 409.

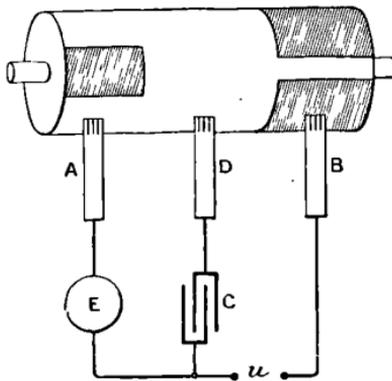
Cet instrument comporte, en dehors du chronographe inscripteur proprement dit :

1° Un moteur synchrone alimenté par le courant alternatif à étudier. Ce moteur est lancé à la main, par un jeu d'engrenages, jusqu'à ce qu'il ait atteint la vitesse angulaire convenable.

2° Un train d'engrenages reliant le moteur à un commutateur tournant de telle sorte que, quand le moteur fera par exemple 1000 tours, le commutateur n'en fera que 999.

Le commutateur tournant (*fig. 36*) a pour objet de charger

Fig. 36.



un condensateur C et de le décharger sur un appareil enregistreur E convenable, par exemple un galvanomètre en série ou en dérivation s'il s'agit de l'inscription d'une force électromotrice ou d'une intensité de courant. Le commutateur tournant est un cylindre isolant entouré d'une feuille métallique convenablement découpée, sur laquelle appuient trois balais B, D, A.

Le commutateur tournant saisira le phénomène périodique dans une phase qui variera de $\frac{1}{1000}$ à chaque tour. La déviation permanente de l'appareil enregistreur, recevant les décharges du condensateur, variera donc lentement, de façon à décrire une période complète quand le courant à étudier aura présenté mille périodes. Si l'on projetait la déviation sur un écran, on aurait une image stroboscopique de la

variation de l'élément considéré, image que l'ondographe se charge précisément de fixer.

A cet effet le mouvement du cylindre chronographique est entretenu à l'allure convenable par le moteur synchrone lui-même. La plume de l'appareil enregistreur trace la courbe demandée.

OSCILLOGRAPHES DE M. BLONDEL. — Rappelons que les oscillographes ⁽¹⁾ sont des galvanomètres dont la déviation peut être considérée à chaque instant comme proportionnelle à l'intensité du courant, rapidement variable, auquel on les suppose soumis.

M. Blondel ⁽²⁾ a démontré que les conditions à remplir sont les suivantes :

- 1° Durée propre d'oscillation excessivement petite;
- 2° Amortissement voisin de l'amortissement critique;
- 3° Self-induction aussi faible que possible;
- 4° Absence de courants de Foucault et d'hystérésis;
- 5° Sensibilité suffisante.

Cette dernière condition paraît presque incompatible avec la première. On parvient cependant à des résultats suffisants en rendant excessivement faible le moment d'inertie du système mobile. Celui-ci est entièrement plongé dans l'huile afin que la condition relative à l'amortissement se trouve remplie.

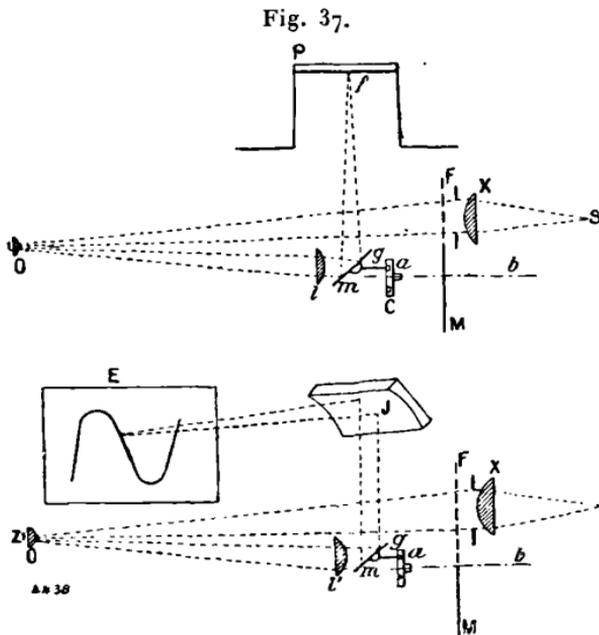
L'équipage mobile peut être, soit une bande très étroite de fer doux, polarisée par un champ puissant et soumise à l'action d'une bobine animée par le courant à étudier; soit un système de deux fils tendus, parcourus en sens inverse par le courant, et soumis à l'action d'un champ puissant (oscillographe bifilaire). Cet équipage porte un miroir de dimensions excessivement réduites.

⁽¹⁾ Voir 2^e Supplément, p. 21-22.

⁽²⁾ BLONDEL, *Journal de Physique*, 4^e série, t. I, 1902, p. 273; Voir aussi le rapport de M. Blondel au Congrès de Physique, *Sur l'inscription directe des courants variables*, t. III, p. 264.

En outre de l'équipage mobile, l'oscillographe comprend une lampe à arc qui est la source lumineuse, un miroir auxiliaire auquel un moteur électrique communique un mouvement de vibration autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de rotation de l'équipage mobile, enfin un système de lentilles disposé, soit en vue de la projection des courbes, soit en vue de leur enregistrement photographique. Dans ce dernier cas, l'appareil est complété par une chambre noire.

La figure 37 représente le dispositif optique avec assez de



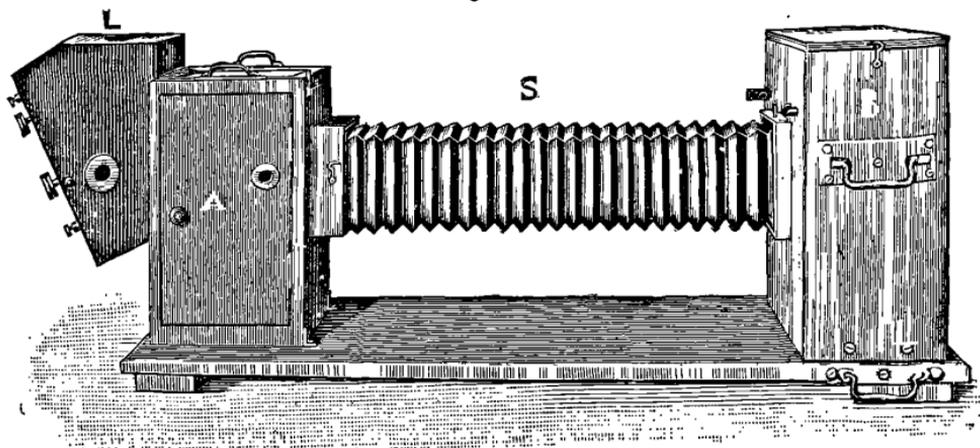
clarté pour rendre toute explication superflue. *S* est la source lumineuse, *X* une lentille cylindrique, *F* un diaphragme muni d'une ou de plusieurs fentes, suivant que l'oscillographe ne comporte qu'un équipage mobile ou qu'il en possède plusieurs (destinés par exemple à l'étude simultanée de la force électromotrice et de l'intensité d'un courant alternatif), *n* le miroir plan d'un équipage mobile, *O* une petite lentille plan-convexe disposée sur la boîte à huile, *l* une lentille cylindrique, *m* le miroir oscillant, commandé par un levier *g*, *C* une came calée sur l'arbre moteur *ab* et calculée de façon

à ce que le déplacement du point lumineux f sur l'écran de projection ou sur la plaque photographique soit proportionnel au temps. Enfin M est un écran calé sur l'arbre moteur et disposé de façon à obturer les rayons lumineux émanés de S pendant le retour du point f . Dans la figure supérieure, PD est la chambre photographique.

Dans la partie inférieure de la figure, J est un miroir fixe auxiliaire, E l'écran de projection.

La figure 38 représente la vue d'ensemble d'un oscillo-

Fig. 38.



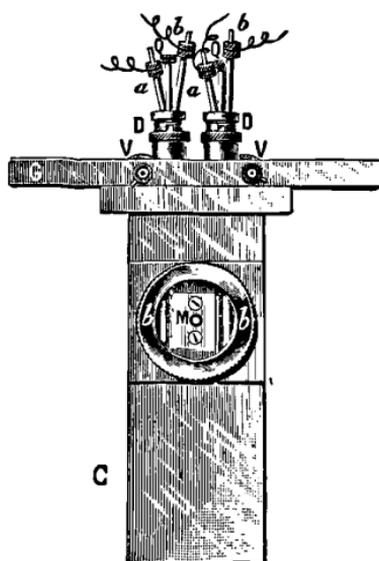
graphe bifilaire de laboratoire. L est la boîte contenant la lampe à arc, B la caisse contenant l'électro-aimant et le système oscillant, A une autre caisse contenant le moteur et le miroir auxiliaire, ainsi que l'écran photographique.

Enfin la figure 39 se rapporte à la pièce principale d'un oscillographe bifilaire double. Cette pièce se place entre les pôles de l'aimant ou de l'électro-aimant produisant le champ fixe. C est une boîte en bronze avec pièces de fer doux braquées à l'intérieur, b, b sont les deux bifilaires, M un miroir destiné à tracer sur la photographie une ligne de repère, D et V des vis tangentes et écrous destinés au réglage des bifilaires, a, c , les bornes d'entrée et de sortie du courant; le tube contenant chacun des bifilaires est rempli d'huile.

Les instruments de laboratoire peuvent, suivant leur desti-

nation, être à 10000 ou à 2500 périodes par seconde. La sensibilité est, toutes choses égales, en raison inverse du carré du nombre de périodes du système mobile.

Fig. 39.



Avec 2500 périodes et une longueur de 1^m de A en B (*fig. 38*), la déviation peut atteindre 15^{mm} à 20^{mm} par milliampère.

Dans un oscillographe à bandes de fer doux on a pu atteindre jusqu'à 40000 périodes par seconde.

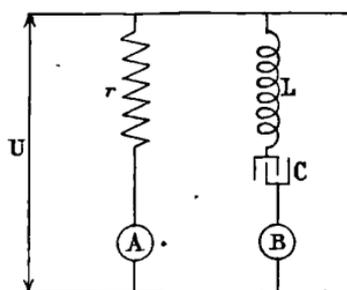
ANALYSE D'UN COURANT ALTERNATIF. — Les courants produits par les électromoteurs industriels s'écartent toujours sensiblement de la forme sinusoïdale. L'emploi de l'oscillographe ⁽¹⁾ et des appareils analogues fournit des tracés de ces courants assez développés pour se prêter à la recherche analytique des éléments harmoniques sinusoïdaux qu'ils renferment.

Au lieu de tirer ces éléments d'un tracé unique, il vaut mieux employer l'oscillographe à la recherche directe des harmoniques.

(1) Voir 2^e Supplément, p. 21-22.

Supposons, pour simplifier, qu'il s'agit d'un courant à voltage assez peu élevé pour qu'on puisse impunément diriger ce courant à travers les organes de l'oscillographe. On peut, comme l'a fait M. Armagnat ⁽¹⁾, faire usage simultanément de deux oscillographes A et B (*fig. 40*) que l'on rejoint aux

Fig. 40.



bornes de la différence de potentiel alternative U à étudier, l'un A par l'intermédiaire d'une résistance non inductive fixe r , l'autre par l'intermédiaire d'une bobine de résistance R et de coefficient de self-induction L variables à volonté, et d'une capacité C également variable. L'oscillographe A fournit le tracé direct du courant tel qu'il résulte de la force électromotrice U . L'oscillographe B donne un tracé que l'on modifie à volonté en faisant varier les constantes du condensateur et de la bobine. On peut ainsi amener l'oscillographe B à la résonance, soit avec l'harmonique fondamental, soit avec tel harmonique secondaire que l'on désire. Les deux oscillographes ayant été convenablement réglés, le tracé de l'oscillographe B permet d'obtenir l'amplitude et la phase de l'harmonique considéré, par rapport à celles de l'harmonique fondamental.

Soit en effet

$$(1) \quad U_n = a_n \sin(n\omega t + \varphi_n),$$

la portion de la force électromotrice totale qui se rapporte

(1) ARMAGNAT, *Journal de Physique*, 4^e série, t. I, 1902, p. 345.

au $n^{\text{ième}}$ harmonique. L'intensité I_n correspondante à travers l'oscillographe B est (1)

$$(2) \quad I_n = \frac{a_n}{R \sqrt{1 + \left(\frac{n^2 \omega^2 CL - 1}{n \omega CR} \right)^2}} \sin(n \omega t + \varphi_n - \psi),$$

$$(3) \quad \text{tang} \psi = \frac{n^2 \omega^2 CL - 1}{n \omega CR}.$$

Cette intensité est maximum lorsque

$$(4) \quad n^2 \omega^2 CL = 1,$$

et devient alors

$$(5) \quad (I_n) = \frac{a_n}{R} \sin(n \omega t + \varphi_n).$$

Sa phase φ_n est identique à celle de la force électromotrice U_n , son amplitude $\frac{a_n}{R}$ est proportionnelle à l'amplitude a_n de cette force électromotrice.

Au reste, pour tout autre harmonique, d'ordre $n + p$, l'intensité (I_{n+p}) se trouve en même temps très réduite. On trouve aisément, en tenant compte de (4),

$$(6) \quad (I_{n+p}) = \frac{a_{n+p}}{R \sqrt{1 + \left(\frac{pL}{R} \right)^2}} \sin[(n + p) \omega t + \varphi_{n+p} - \psi],$$

$$\text{tang} \psi = \frac{pL}{R}.$$

En principe, on peut réduire autant qu'on veut cette intensité (I_{n+p}) en faisant $\frac{L}{R}$ suffisamment grand, ce qui est toujours possible, puisqu'on dispose encore de C pour satisfaire à l'équation (4). En pratique, on peut le plus souvent rendre $\frac{L}{R}$

(1) Voir 2^e Supplément, p. 101.

assez grand pour que tout harmonique dont l'amplitude a_{n+p}

Fig. 41.

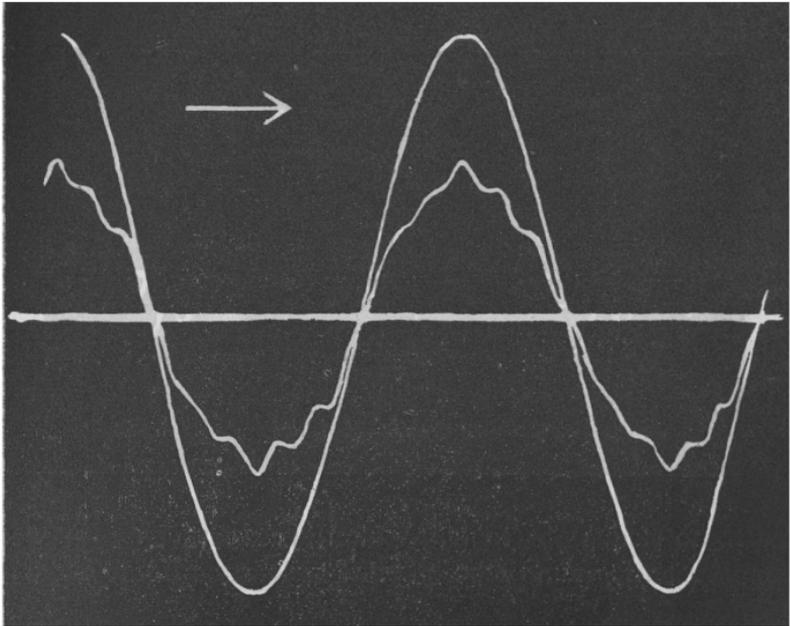
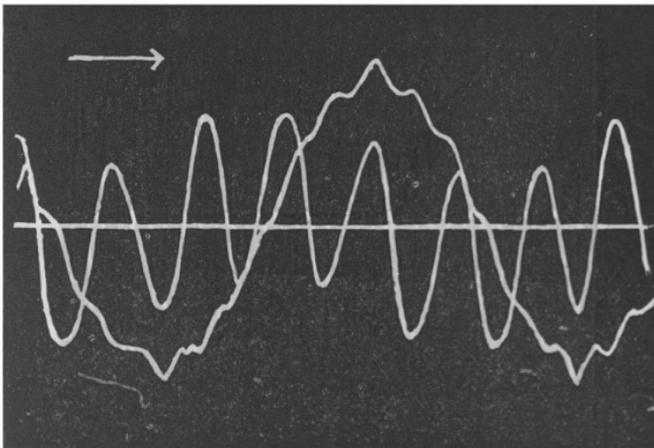


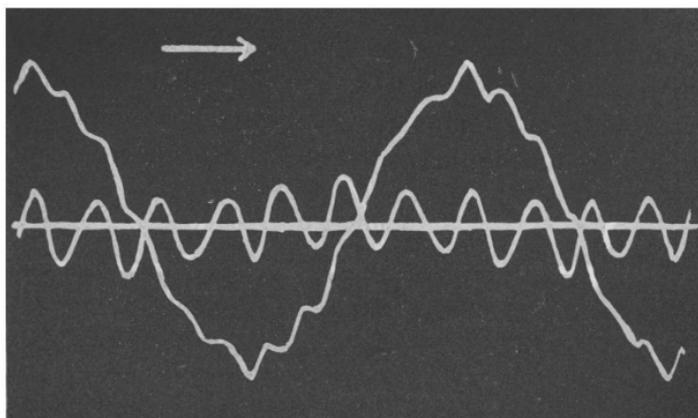
Fig. 42.



n'est pas très considérable, disparaît pratiquement du tracé de l'oscillographe B.

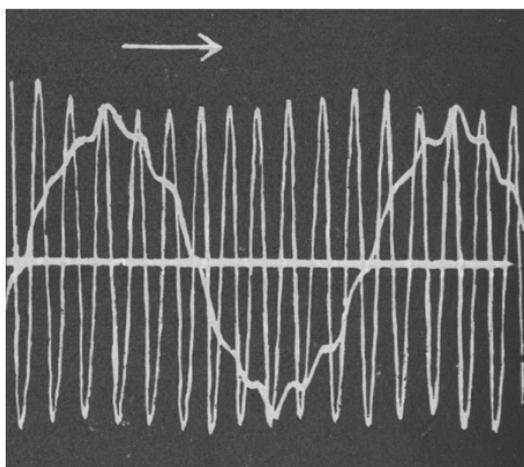
Les figures 41 à 45 représentent, en regard, les tracés des oscillographes A et B relatifs à l'analyse d'une même force

Fig. 43.



électromotrice, dont le tracé identique est reproduit dans chacune, à une même échelle, par l'oscillographe A. Les seuls

Fig. 44.



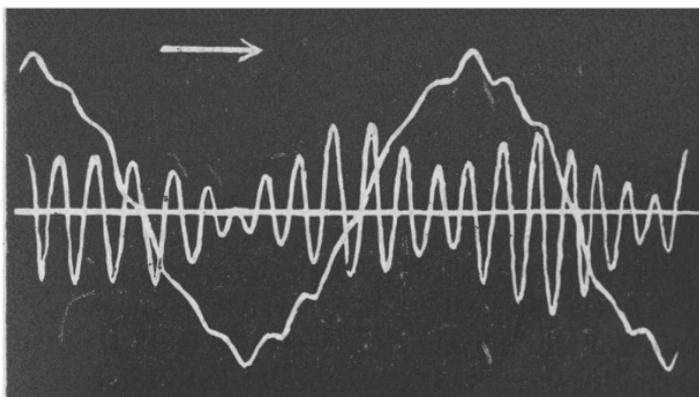
harmoniques importants, après l'harmonique fondamental, se trouvent être les harmoniques 5, 7, 11 et 13, et la force

électromotrice résultante est représentée par

$$U = 6500 \sin \omega t + 136 \sin 5\omega t + 75 \sin \left(7\omega t + \frac{3\pi}{4} \right) \\ + 357 \sin(11\omega t - \pi) + 90 \sin 13\omega t.$$

Sur la figure 41 on observe l'harmonique fondamental sensiblement pur. Sur les figures 42 et 43 les harmoniques 5 et 7 sont visiblement affectés par la période principale. Sur la figure 45, les harmoniques 11 et 13 interfèrent, le premier

Fig. 45.



dont l'amplitude vraie est près de quatre fois celle du second, ne se trouvant réduit, d'après la formule (6), qu'au 0,16 de sa valeur, c'est-à-dire conservant une amplitude égale aux 0,57 de celle de l'harmonique étudié (1).

REPRÉSENTATION GRAPHIQUE DES COURANTS ALTERNATIFS. — La force électromotrice (ou l'intensité) d'un courant alternatif peut être représentée graphiquement comme un vecteur, en portant une longueur égale à la force électromotrice (ou à l'intensité) maximum ou efficace (2) dans une direction fai-

(1) En vertu de la symétrie des enroulements et des pièces polaires dans les alternateurs, les harmoniques pairs font toujours défaut.

(2) Voir 2^e Supplément, p. 97.

sant, avec un axe fixe, un angle φ égal à la phase. Dans ces conditions, la règle de Fresnel (1) est applicable à la composition d'un nombre quelconque d'intensités ou de forces électromotrices. Il suffira de porter bout pour bout les vecteurs correspondants : le vecteur résultant donnera, par sa longueur et sa direction, la résultante cherchée, en grandeur et en phase.

La même observation est applicable aux champs magnétiques alternatifs de même direction, aux champs tournants, etc.

PRODUCTION DES COURANTS POLYPHASÉS (2). — On produit, le plus habituellement, les courants polyphasés (3) au moyen d'alternateurs formés d'une couronne fixe, dans l'intérieur de laquelle tourne une roue, dont la jante porte un nombre pair d'électro-aimants présentant alternativement, à la couronne, des pôles inverses. La couronne en fer, feuilletée perpendiculairement à l'axe, porte des encoches destinées à l'enroulement des bobines induites. Ces encoches sont en nombre multiple de celui des pôles. Les saillies de la couronne sont sur un cylindre de rayon à peine supérieur à celui qui limite les noyaux des électro-aimants, de manière à réduire le plus possible l'épaisseur des entrefers.

Supposons d'abord qu'il n'y a qu'une encoche par pôle; une bobine sera enroulée dans deux encoches successives, et les forces électromotrices agissant sur les fils d'aller et de retour seront concordantes. Les diverses bobines réunies en série ou en parallèle, suivant les besoins, fourniront aux deux bornes de la machine un courant alternatif monophasé.

a. Courants diphasés. — S'il y a deux encoches par pôle (*fig. 46*), on formera deux enroulements avec les connexions

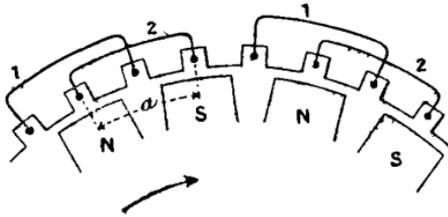
(1) Voir 1^{er} Supplément, p. 141.

(2) Dans tout ce qui suit, j'ai fait grand usage du Rapport présenté au Congrès de Physique par M. Potier, *Sur les courants polyphasés*, t. III, p. 197. Je renverrai le lecteur à ce Mémoire pour tous les développements qui n'ont pu trouver place ici.

(3) Voir 2^e Supplément, p. 107.

indiquées : les bobines du premier passent dans les encoches 1 et 3, 5 et 7, etc. Ces bobines réunies en série ou en parallèle

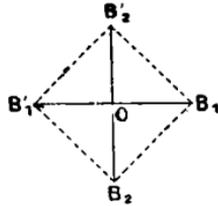
Fig. 46.



donnent un premier courant monophasé; les bobines du second groupe donnent un courant monophasé en retard de $\frac{1}{4}$ de période. Ces deux courants peuvent être utilisés séparément.

On préfère habituellement réunir les milieux des deux enroulements à un point fixe O par des fils de résistance négligeable. On a ainsi, de fait, quatre enroulements distincts, dont les forces électromotrices, comptées à partir du point O, présentent, par rapport à l'une d'elles, des retards de $\frac{1}{4}$, de $\frac{1}{2}$ et de $\frac{3}{4}$ de période, comme le représente la figure 47 d'après

Fig. 47.



les conventions relatives aux vecteurs. On a ainsi un montage en étoile (1) dans l'alternateur.

Si, pour l'utilisation, on réunit les bornes des circuits dans l'ordre des phases successives en B₁ B₂' B₁' B₂ comme l'indiqué la figure, on a un montage polygonal à l'extérieur. Les différences de potentiel disponibles sont représentées en grandeur et en phase par les côtés du carré.

(1) Voir 2^e Supplément, p. 109 et 110.

On peut aussi faire un montage en étoile extérieur, en disposant les appareils d'utilisation entre les bornes et un point fixe. La différence de potentiel disponible sur chaque fil est alors représentée, en grandeur et en phase, par les demi-diagonales du carré.

Enfin les fils d'utilisation peuvent réunir deux phases opposées $B_2B'_2$; les différences de potentiel disponibles sont représentées par les diagonales entières.

b. Courants triphasés. — La couronne portera trois encoches par pôle. Un premier groupe de bobines utilisera pour ses enroulements les encoches 1 et 4, 7 et 10, etc., en sautant à chaque fois deux encoches. Le deuxième enroulement occupe les encoches 2 et 5, etc. On peut ainsi former trois circuits utilisables séparément.

Le plus souvent, on réunit en un point O les bornes B_1, B_2, B_3 (*fig. 48*). Les forces électromotrices induites dans les

Fig. 48.

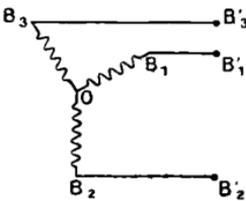


Fig. 49.

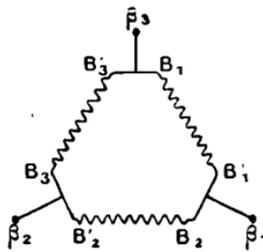
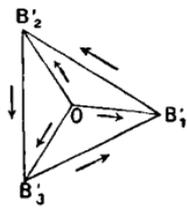


Fig. 50.



branches OB_1, OB_2, OB_3 ont alors sur la première d'entre elles des retards de $\frac{1}{3}$ et de $\frac{2}{3}$ de période. On a des courants triphasés, et un montage en étoile dans l'alternateur.

Pour l'utilisation, on réunira $B'_1B_2, B'_2B_3, B'_3B_1$ et l'on y attachera trois fils [montage en triangle (*fig. 49*)]. Les différences de potentiel disponibles sont représentées par les côtés du triangle $B'_1B'_2B'_3$ (*fig. 50*).

Enfin, si l'on réalise un montage en étoile pour l'utilisation, les différences de potentiel disponibles sont représentées par les portions de médiane comprises entre les sommets et le point de concours O (*fig. 50*).

En disposant sur la couronne de l'alternateur q encoches par pôle, on obtiendra par des connexions analogues des courants à q phases.

CHAMPS TOURNANTS PRODUITS PAR LES COURANTS POLYPHASÉS. —

On sait que deux phases successives d'un courant diphasé parcourant deux bobines à angle droit égales, produisent au point O de concours de leurs axes, supposé équidistant des deux bobines, un champ tournant de vitesse angulaire uniforme (¹).

Dans la pratique, on utilise des champs tournants produits dans un entrefer très étroit dans les conditions suivantes :

Considérons deux anneaux de fer doux feuilletés, concentriques et très voisins. L'anneau ou la couronne extérieure, qui, généralement, est fixe, est désigné, dans ce cas, sous le nom de *stator*; l'anneau intérieur, s'il est mobile, sous le nom de *rotor* (²). Le stator est muni d'encoches portant des enroulements polyphasés, identiques à ceux des alternateurs que nous avons décrits, et recevant, de l'extérieur, des courants polyphasés. Nous allons montrer que le champ produit dans l'entrefer par ces courants, considérés seuls, peut être considéré comme un champ alternatif glissant sur lui-même le long de l'entrefer avec une vitesse uniforme, ou, si l'on veut, tournant autour de l'axe de l'appareil avec une vitesse angulaire uniforme.

Soit $2a$ la distance linéaire, le long de l'entrefer, du centre de deux bobines successives du stator, appartenant à la même phase, p le nombre de ces bobines. La circonférence de l'entrefer $2\pi R = 2pa$. Nous supposons sinusoïdal le champ alternatif radial produit par une phase considérée seule. On aura une image de la constitution de ce champ, pris dans son ensemble, en se représentant la vibration transversale d'une corde tendue le long de l'entrefer, présentant $2p$ nœuds, et

(¹) Voir 2^e Supplément, p. 111.

(²) Quelquefois c'est l'anneau intérieur qui est fixe, l'anneau extérieur qui est mobile. On réserve toujours le nom de *stator* à celui des deux anneaux qui est fixe, l'autre étant le *rotor*.

exécutant un nombre de vibrations égal à celui des pulsations du champ.

Nous désignerons par x la distance d'un point de l'entrefer à un nœud.

Soit $\frac{\omega_1}{2\pi}$ la fréquence du courant polyphasé. Nous représenterons le champ alternatif considéré par la formule

$$y_1 = A \sin \omega_1 t \sin \frac{\pi x}{a},$$

exprimant sa périodicité dans le temps et dans l'espace.

Soit q le nombre des phases, la distance du centre de deux bobines successives appartenant à une même phase est égale à $\frac{a}{q}$. Les courants qui les animent présentent, d'une bobine à la suivante, une différence de phase $\frac{2\pi}{q}$. Il en est de même des champs alternatifs correspondants. En rapportant ceux-ci à la même origine, invariable dans le temps et dans l'espace, ces champs auront pour expression

$$\begin{aligned} y_2 &= A \sin \left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{q} \right) \sin \left(\frac{\pi}{a} x - \frac{\pi}{q} \right), \\ y_3 &= A \sin \left(\omega_1 t - \frac{4\pi}{q} \right) \sin \left(\frac{\pi}{a} x - \frac{2\pi}{q} \right), \\ &\dots\dots\dots \end{aligned}$$

Un calcul facile montre que le champ résultant

$$Y = y_1 + y_2 + \dots = \frac{q}{2} A \cos \left(\omega_1 t - \frac{\pi x}{a} \right),$$

c'est-à-dire que ce champ peut être considéré comme un champ alternatif unique

$$\frac{q}{2} A \cos \omega_1 t,$$

glissant le long de l'entrefer avec une vitesse linéaire $\frac{a\omega_1}{\pi}$,

ou tournant autour de l'axe, dans le sens direct, avec une vitesse angulaire

$$(1) \quad \frac{\alpha \omega_1}{\pi R} = \frac{\omega_1}{p}.$$

MOTEURS ASYNCHRONES A COURANTS POLYPHASÉS. — Nous avons supposé jusqu'ici le rotor immobile et nous avons admis implicitement qu'il n'était le siège d'aucun courant.

Nous supposons désormais que le rotor porte des encoches dans lesquelles on a établi des enroulements polyphasés, sans s'astreindre aucunement à donner à ceux-ci le même nombre de phases qu'aux courants du stator; mais il est essentiel qu'il y ait le même nombre de pôles, $2p$.

Nous nous proposons d'abord de trouver la fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$ des courants développés dans le rotor. Soit $\frac{\omega_2}{p}$ la vitesse angulaire du rotor comptée positivement dans le même sens que $\frac{\omega_1}{p}$. Les courants induits dans le rotor par le champ tournant du stator sont, d'après la loi de Lenz, de sens tel qu'ils s'opposent au mouvement du champ. Ils ne dépendent d'ailleurs que de la vitesse relative des circuits du rotor par rapport au champ du stator, vitesse angulaire qui est

$$- \frac{\omega_1 - \omega_2}{p}.$$

Le nombre des pôles du rotor étant égal à celui des pôles du stator, on a donc

$$(2) \quad \omega = p \frac{\omega_1 - \omega_2}{p} = \omega_1 - \omega_2.$$

La fréquence des courants du rotor est donc, généralement, inférieure à celle des courants du stator.

Le champ résultant, dans l'entrefer, est la superposition des champs Y_1 et Y_2 produits par les courants du stator et du rotor. Il est aisé de déterminer le caractère de ce champ

résultant. En effet, d'après la théorie précédemment développée, il tourne par rapport au rotor avec la vitesse angulaire $\frac{\omega_1 - \omega_2}{p}$, c'est-à-dire que, dans l'entrefer, il tourne avec la vitesse angulaire réelle $\frac{\omega_2}{p} + \frac{\omega_1 - \omega_2}{p} = \frac{\omega_1}{p}$, identique à celle du champ du stator.

Les deux champs possèdent des intensités maximum Φ_1 et Φ_2 et ont l'un par rapport à l'autre un décalage linéaire a_1 que nous nous proposons de déterminer. Soit x l'abscisse du milieu d'une spire : le flux total qui la traverse est

$$(3) \quad \Phi = \Phi_1 \cos \frac{\pi x}{a} + \Phi_2 \cos \frac{\pi}{a} (x - a_1),$$

et la force électromotrice résultante dans la spire est

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} -\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\pi}{a} \left[\Phi_1 \sin \frac{\pi x}{a} + \Phi_2 \sin \frac{\pi}{a} (x - a_1) \right] \frac{dx}{dt}, \\ \frac{dx}{dt} = -\frac{\omega a}{\pi}. \end{array} \right.$$

Soit R_2 la résistance de la spire; l'intensité du courant qui la traverse est

$$(5) \quad -\frac{1}{R_2} \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{\omega}{R_2} \left[\Phi_1 \sin \frac{\pi x}{a} + \Phi_2 \sin \frac{\pi}{a} (x - a_1) \right].$$

Elle a aussi pour expression $I_2 \cos \frac{\pi}{a} (x - a_1)$, I_2 représentant l'intensité maximum

$$(6) \quad R_2 I_2 \cos \frac{\pi(x - a_1)}{a} = -\omega \left[\Phi_1 \sin \frac{\pi x}{a} + \Phi_2 \sin \frac{\pi}{a} (x - a_1) \right],$$

d'où

$$(7) \quad \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{tang} \pi \frac{a_1}{a} = \frac{R_2 I_2}{\omega \Phi_2}, \\ \Phi_2 = -\Phi_1 \cos \pi \frac{a_1}{a}. \end{array} \right.$$

Soient N_1 et N_2 les nombres de spires correspondant à chaque

pôle dans le stator et dans le rotor, on a, en désignant par M et L_2 deux coefficients qui dépendent de la construction,

$$(8) \quad \Phi_1 = MN_1 I_1, \quad \Phi_2 = L_2 N_2 I_2,$$

et les équations précédentes peuvent s'écrire

$$(9) \quad \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{tang} \pi \frac{a_1}{a} = \frac{R_2}{L_2 N_2 \omega}, \\ I_2 = -\frac{MN_1}{L_2 N_2} \cos \pi \frac{a_1}{a}. \end{array} \right.$$

Elles déterminent l'intensité maximum et la phase du courant dans la spire considérée du rotor.

Il est aisé, maintenant, de calculer le couple qui tend à entraîner la spire autour de l'axe de l'appareil. Désignons par θ l'angle sous lequel l'arc x est vu du centre. Le couple aura pour expression le produit de l'intensité $I_2 \cos \pi \frac{x - a_1}{a}$, du courant qui traverse la spire, par la dérivée du flux pro-

venant du stator $\frac{d\left(\Phi_1 \cos \pi \frac{x}{a}\right)}{d\theta}$.

Or

$$\theta = \frac{\pi x}{ap};$$

$$\frac{d\Phi_1 \cos \frac{\pi x}{a}}{d\theta} = \Phi_1 \frac{d \cos \frac{\pi x}{a}}{dx} \frac{dx}{d\theta} = -p \Phi_1 \sin \frac{\pi x}{a}.$$

Le couple cherché est donc, en valeur absolue,

$$\begin{aligned} & p \Phi_1 I_2 \cos \frac{\pi(x - a_1)}{a} \sin \frac{\pi x}{a} \\ &= \frac{1}{2} p \Phi_1 I_2 \left[\sin \pi \frac{a_1}{a} + \sin \left(\frac{2\pi x}{a} - \frac{a_1}{a} \right) \right]. \end{aligned}$$

Pour avoir le couple total exercé sur l'arbre, il faut faire la somme des couples ainsi exercés sur toutes les spires, ou, les spires étant supposées assez nombreuses, intégrer cette

expression multipliée par $\frac{N_2}{2a} dx$, entre 0 et $2pa$. On trouve

$$(10) \quad C = p^2 N_2 \Phi_1 I_2 \sin \pi \frac{a_1}{a}.$$

Ce couple est constant (1).

On peut écrire le couple C sous une forme qui met mieux en évidence l'influence de la vitesse de rotation. Remplaçant I_2 par la valeur (9), on a

$$(11) \quad \left\{ \begin{aligned} C &= p^2 N_2 \Phi_1 I_2 \sin \pi \frac{a_1}{a} = -\frac{1}{2} p^2 \frac{MN_1}{L_2} \Phi_1 \sin 2\pi \frac{a_1}{a} \\ &= -\frac{1}{2} p^2 MN_1 \Phi_1 \frac{R_2 N_2 \omega}{R_2^2 + (L_2 N_2 \omega)^2}. \end{aligned} \right.$$

Ce couple s'annule, comme cela était évident *a priori*, pour

$$\omega = \omega_1 - \omega_2 = 0,$$

c'est-à-dire quand le rotor, tournant avec la même vitesse que le champ, se trouve avoir, par rapport à ce champ, une vitesse nulle.

Remarquons aussi que si ω change de signe, c'est-à-dire si le rotor tourne plus vite que le champ, le couple change aussi de signe; de moteur, il devient résistant, et par suite le rotor mis en mouvement par une puissance mécanique extérieure devient une source de courants polyphasés. Un appareil de ce genre, employé comme moteur de traction, pourra donc agir comme frein, sur des pentes descendantes trop rapides, et récupérer, sous forme d'énergie électrique, une partie du travail de la pesanteur.

TRANSFORMATION DES COURANTS POLYPHASÉS. — Si, au lieu de fermer sur eux-mêmes les circuits du rotor, on recueille les courants polyphasés produits, ceux-ci pourront, comme nous l'avons vu, avoir un nombre de phases arbitraire, dont on

(1) Il en est d'ailleurs de même du couple exercé sur l'ensemble des N_2 spires correspondant à un seul pôle.

dispose comme on veut. En ce cas, rien ne s'oppose à ce que le rotor devienne fixe : cela revient à faire $\omega = \omega_1$, et n'influe pas sur le nombre de phases, mais seulement sur la fréquence. Avec un tel appareil, les courants produits différeront des courants lancés dans la couronne extérieure à la fois par le nombre des phases, et par la tension. Ils en différeront par le nombre de phases, la tension et la fréquence dans le cas général où l'on imprimera au rotor une vitesse de rotation maintenue constante à une valeur ω_2 choisie.

En dehors de cette transformation, la plus profonde de toutes, on peut produire, sur les courants polyphasés, un nombre considérable de transformations moins complètes.

S'il s'agit seulement de changer la tension, en respectant la fréquence et le nombre de phases, on a recours à des transformateurs ordinaires ⁽¹⁾, formés comme on sait d'un noyau (ou couronne) de fer doux sur lequel le courant alternatif primaire fait N tours, tandis que le circuit dans lequel on veut élever ou abaisser la tension fait N' tours. La tension dans le circuit induit est à la tension dans le circuit inducteur ou primaire dans le rapport $\frac{N'}{N}$ et, si la résistance des spires est négligeable par rapport à celle du reste des circuits, la dépense d'énergie, sous forme de chaleur, à l'intérieur du transformateur, est aussi très faible.

Cela posé, si le nombre p des phases du courant polyphasé à transformer est pair, on formera $\frac{p}{2}$ circuits primaires indépendants, sur chacun desquels on établira un transformateur avec le même rapport $\frac{N'}{N}$ pour tous. Si p est impair, il faudra autant de transformateurs que de phases. Mais rien n'empêche de monter tous ces transformateurs sur un seul appareil, en réunissant tous les noyaux de fer doux, supposés rectilignes, sur une culasse commune.

Pour changer à la fois la tension et le nombre des phases, nous supposerons d'abord que les courants à transformer

(1) Voir t. IV, 4^e fasc., p. 115.

sont biphasés. Nous ferons usage de la relation trigonométrique simple

$$A \cos \omega t + B \sin \omega t = C \cos(\omega t - \varphi),$$

$$\text{tang } \varphi = \frac{B}{A}; \quad C = \sqrt{A^2 + B^2}.$$

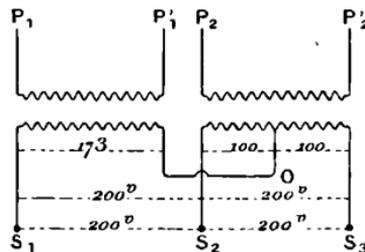
Prenons deux transformateurs sur lesquels nous enrôlons les deux phases du circuit primaire par un même nombre de tours N . Le circuit secondaire fera respectivement A et B tours sur ces deux transformateurs. On réunira donc, dans le circuit induit, des forces électromotrices proportionnelles à

$$\frac{A \cos \omega t}{N} \quad \text{et} \quad \frac{B \sin \omega t}{N}.$$

On recueillera un courant alternatif simple de même période, mais dont la tension sera réduite par rapport à celle du courant biphasé, dans le rapport $\frac{\sqrt{A^2 + B^2}}{N}$; d'ailleurs la phase sera en retard de φ par rapport à la première phase du courant à transformer.

Pour obtenir un courant polyphasé à q phases, on groupera $2q$ transformateurs, en faisant sur chaque couple, pour le même nombre N de tours des deux circuits biphasés, des

Fig. 51.



nombre de tours A' et B' du circuit secondaire tels que l'on ait $\sqrt{A'^2 + B'^2}$ constant et que les phases diffèrent, d'un secondaire au suivant, de $\frac{2\pi}{q}$.

Soit par exemple à produire du triphasé. On fera pour le premier secondaire $n = 2s$, $n' = 0$; pour le second $n = s$, $n' = s\sqrt{3}$, et pour le troisième $n = s\sqrt{3}$, $n' = s$ (ou bien, en faisant s égal à 100, respectivement 200 et 0 tours, 100 et 173 tours, 173 et 100 tours). La figure 51 donne le schéma de cette transformation.

Pour transformer des courants triphasés, on emploiera, de même, la relation trigonométrique

$$\frac{2}{3} \left[\sin \alpha \sin \omega t + \sin \left(\alpha - \frac{\pi}{3} \right) \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{3} \right) + \sin \left(\alpha - \frac{2\pi}{3} \right) \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right) \right] = \cos(\omega t - \alpha).$$

Il faudra, pour chaque phase à produire, trois transformateurs sur chacun desquels l'une des trois phases du primaire fera N tours; le circuit secondaire fera $S \sin \alpha$ tours sur le premier, $\left(S \sin \alpha - \frac{\pi}{3} \right)$ sur le second, $S \sin \left(\alpha - \frac{2\pi}{3} \right)$ sur le troisième. En passant de chaque phase transformée à la suivante, il faudra augmenter α de $\frac{2\pi}{q}$.

COMMUTATRICES. — On peut aussi transformer les courants continus en courants polyphasés et inversement. Une première solution consiste à caler sur un même arbre un moteur à courants continus et une dynamo à courants polyphasés, ou, inversement, un moteur synchrone ou asynchrone à courants polyphasés et une dynamo à courants continus.

Mais on peut aussi opérer la transformation sur une machine unique dérivant de la machine Gramme bipolaire ou multipolaire. On a donné à cet appareil le nom de *commutatrice*.

Rappelons que, si l'on partage l'anneau d'une machine Gramme bipolaire en q tronçons aboutissant à q bagues montées sur l'axe et sur lesquelles appuient q frotteurs ⁽¹⁾, la

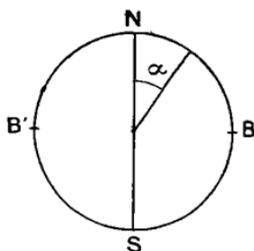
(1) Voir 2^e Supplément, p. 110.

machine étant excitée à la manière ordinaire et mue par un moteur mécanique, on recueillera à volonté soit des courants continus aux balais appuyant sur le commutateur de la machine, soit des courants q phasés aux q frotteurs appuyant sur les bagues.

Une commutatrice est une dynamo Gramme excitée en série et dont on utilise à la fois les frotteurs et les balais sans faire usage de moteur mécanique. Si, comme on le fait d'ordinaire, et comme nous le supposons désormais, on dirige des courants q phasés sur les frotteurs, on recueille des courants continus aux balais. Si l'on dirigeait des courants continus sur les balais, on recueillerait des courants q phasés aux frotteurs.

On peut simplifier les calculs relatifs à ces commutatrices en négligeant la résistance des enroulements sur l'anneau. Nous supposons la machine Gramme bipolaire (¹). Soit I_c l'intensité du courant continu, E_c la différence de potentiel aux balais. Soient α (*fig. 52*) l'angle que fait une spire à un

Fig. 52.



moment donné avec le plan de symétrie NS; Φ l'intensité maximum du champ, que nous supposons sinusoïdal. Le champ d'excitation à travers la spire est $\Phi \sin(\alpha - \varphi)$, φ étant le décalage du champ par rapport à la ligne NS. La force électromotrice entre les balais BB', que nous supposons à 90° de NS, s'obtient aisément en remarquant que, s'il y a Nq spires à l'anneau, chaque spire est distante de la précédente d'un

(¹) Pour la théorie générale des commutatrices, voir POTIER, *Les courants polyphasés* (Rapports au Congrès de Physique, t. III, p. 249).

angle $d\alpha = \frac{2\pi}{Nq}$. La force électromotrice E_c que nous cherchons est

$$(1) \quad E_c = \frac{Nq}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} -\Phi \sin(\alpha - \varphi) d\alpha = \frac{Nq}{\pi} \Phi \sin \varphi.$$

Soit e_a la force électromotrice instantanée entre deux bagues successives, correspondant aux spires qui occupent l'arc $\frac{2\pi}{q}$. Elle a pour valeur

$$(2) \quad \left\{ \begin{aligned} e_a &= \frac{Nq}{2\pi} \int_{\alpha}^{\alpha + \frac{2\pi}{q}} -\Phi \sin(\alpha - \varphi) d\varphi \\ &= -\frac{Nq}{\pi} \Phi \sin \frac{\pi}{q} \sin \left(\alpha + \frac{\pi}{q} - \varphi \right). \end{aligned} \right.$$

Soit ω_1 la vitesse angulaire de rotation de l'anneau

$$(3) \quad \alpha = \omega_1 t.$$

La fréquence de la force électromotrice polyphasée est $\frac{\omega_1}{2\pi}$ et, puisqu'elle doit coïncider avec la fréquence donnée $\frac{\omega}{2\pi}$ des courants polyphasés

$$(4) \quad \omega = \omega_1;$$

la vitesse de rotation que doit posséder la commutatrice est déterminée. La commutatrice est un appareil synchrone.

La force électromotrice efficace E_a des courants polyphasés aux bagues est

$$(5) \quad E_a = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Nq}{\varphi} \Phi \sin \frac{\pi}{q} = \frac{1}{\sqrt{2}} E_c.$$

Leur intensité efficace I_a est, en désignant par I_a l'intensité maximum,

$$(6) \quad I_a = \frac{1}{\sqrt{2}} I_c.$$

Nous avons supposé la résistance de l'anneau négligeable; si l'on néglige également les pertes par hystérésis, etc., l'énergie consommée dans l'anneau est nulle, et par conséquent le produit $E_c I_c$ relatif au courant continu doit être égal à la somme des produits $E_a I_a \cos \varphi$ relatifs aux courants polyphasés. D'après l'équation (2), φ est le décalage de la force électromotrice e_a par rapport à l'intensité correspondante. On a donc

$$(7) \quad E_c I_c = q E_a I_a \cos \varphi = \frac{q}{2} E_a I_a \cos \varphi.$$

Remarquons que le champ résultant dans l'entrefer est la superposition du champ d'excitation qui a pour axe la ligne NS et que nous désignerons par $\Phi_1 \cos \alpha$, et d'un champ rectangulaire par rapport à celui-là, qui est produit par l'ensemble des courants circulant dans l'anneau. Le champ efficace pour produire la force électromotrice polyphasée provient seulement du champ d'excitation et du champ correspondant à des courants d'intensité $+\frac{I_c}{2}$ et $-\frac{I_c}{2}$ circulant respectivement dans les deux moitiés de l'anneau. On a donc

$$(8) \quad \Phi \cos(\alpha - \varphi) = \Phi_1 \cos \alpha + b I_c \sin \alpha,$$

$$(9) \quad \begin{cases} \Phi = \sqrt{\Phi_1^2 + b^2 I_c^2}, \\ \text{tang } \varphi = -\frac{\Phi_1}{b I_c}. \end{cases}$$

On déduit de là

$$(10) \quad \begin{cases} \Phi \sin \varphi = \Phi_1, \\ E_c = \frac{Nq}{\pi} \Phi_1. \end{cases}$$

La différence de potentiel E_c aux balais, c'est-à-dire aux bornes du courant continu, ne dépend donc que du champ d'excitation Φ_1 .

Le courant continu I_c ou débit de la commutatrice est imposé par la force électromotrice E_c et par les constantes du circuit d'utilisation. Si l'on connaît le champ d'excitation Φ_1 que nous pouvons supposer provisoirement invariable (c'est-

à-dire dû à une excitation séparée); si, de plus, l'on suppose donnés les courants polyphasés qui alimentent la machine, $\cos \varphi$ est déterminé par l'équation (7).

Tout se passe donc comme si une composante $I_a \cos \varphi$ des courants polyphasés était seule employée à la production du courant continu. Cette composante *qui travaille* est souvent désignée sous le nom de *courant watté*. On réserve le nom de *courant déwatté* à la composante $I_a \sin \varphi$ qui seule modifie le champ d'excitation et a pour effet de le décaler de l'angle φ .

Les champs produits par les courants $\frac{I_c}{2}$ et par la composante wattée des courants polyphasés se compensent exactement.

Quand la commutatrice tourne à vide, c'est-à-dire que $I_c = 0$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$, les courants I_a sont décalés de 90° par rapport aux forces électromotrices évaluées aux frotteurs. La totalité des courants polyphasés est déwattée.

La valeur maximum de $\cos \varphi$ étant l'unité, la valeur maximum du débit dont la commutatrice est susceptible se détermine en faisant $\cos \varphi = 1$ dans la formule (7) et substituant à E_c sa valeur (1) et à E_a sa valeur déduite de (2). On trouve

$$I_c = \frac{g}{2} \sin \frac{\pi}{g} I_a.$$

Les courants polyphasés sont alors entièrement wattés.

Dans la pratique, les commutatrices sont excitées en dérivation aux balais, et peuvent même porter un enroulement compound, le fil du circuit à courant continu faisant quelques tours sur les électro-aimants d'excitation. Dans ces dernières conditions il peut se présenter cette circonstance, en apparence paradoxale, que E_c croisse en même temps que I_c : les deux facteurs d'où dépend le travail varient alors dans le même sens.



CHAPITRE VII.

ÉLECTROLYSE.

Application des principes de la thermodynamique à l'électrolyse. — Piles de concentration. — Couples de concentration à amalgames. — Accumulateurs au plomb. — Variation de la force électromotrice de polarisation avec la pression. — Valeur de la force électromotrice de polarisation.

Irréversibilité réelle de la polarisation. — Expériences de M. Rothé. — Emploi de l'oscillographe. — Dissymétrie de la polarisation cathodique et anodique. — Continuité de la polarisation et de l'électrolyse. — Electrodes d'or et de palladium. — Electrodes de mercure. — Electrolyse apparente ou avancée. — Phénomène dit *de la demi-décomposition de l'eau*.

APPLICATION DES PRINCIPES DE LA THERMODYNAMIQUE A L'ÉLECTROLYSE. — Nous avons déjà résolu un certain nombre de problèmes relatifs à l'application des principes de la thermodynamique à l'électrolyse (1). L'application du principe de l'équivalence ne soulève pas de difficultés particulières. En ce qui concerne le principe de Carnot, il est nécessaire que les phénomènes étudiés soient complètement réversibles et, pour cela, il faut d'abord supposer qu'on opère toujours avec des intensités de courant assez petites pour que la chaleur dégagée dans les conducteurs métalliques ou électrolytiques soit absolument négligeable par rapport aux quantités totales d'énergie mises en jeu. Il faut en outre que le phénomène que l'on étudie, considéré en lui-même, puisse s'accomplir indifféremment dans les deux sens et dans des conditions absolument identiques, ce qui exclut le cas où une réaction irréversible quelconque se greffe sur le schéma habituel de

(1) Voir t. IV, 2^e fasc., p. 263-274.

l'électrolyse. Si cette dernière condition n'est qu'approximativement réalisée, les conséquences du principe de Carnot ne seront elles-mêmes légitimes qu'à titre de première approximation.

Parmi les méthodes mises en œuvre pour l'application simultanée des deux principes, il convient de mettre en lumière, comme particulièrement approprié à l'étude des phénomènes qui nous occupent, l'emploi de cycles réversibles isothermes. On sait qu'il suffit d'exprimer que la quantité de chaleur totale évaluée et le travail total produit le long du cycle sont séparément nuls (¹).

Il revient au même de faire usage de l'énergie libre de Helmholtz, ou potentiel thermodynamique à volume constant $\mathfrak{E} = U - JTS$ (²). C'est en effet par l'emploi d'opérations réversibles et isothermes qu'on parvient à obtenir l'expression de l'énergie libre.

Dans les phénomènes électrolytiques, les forces électriques interviennent d'une manière aisément calculable pour l'évaluation du travail. Quand une quantité d'électricité q traverse un électrolyte et éprouve une chute de potentiel E , le travail effectué par les forces électriques est égal à Eq . On évalue généralement E et q dans le système d'unités électromagnétiques.

On sait que, lorsqu'un nombre de grammes d'un sel métallique égal à son équivalent électrochimique (*un équivalent-gramme*), ou correspondant à une valence, a été décomposé, la quantité d'électricité qui a passé est de 96000 coulombs, ou de 9600 unités électromagnétiques C. G. S. (³). Le travail électrique correspondant est égal à 9600 ergs.

(¹) Voir 1^{er} Supplément, p. 26.

(²) Voir t. II, 3^e fasc., p. 75-79, et 1^{er} Supplément, p. 27.

(³) Voir t. IV, 2^e fasc., p. 179. Si l'on admet pour l'équivalent électrochimique de l'argent le nombre 0,0011195 déterminé par les récentes expériences de MM. Pellat et Leduc (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVI, 1903, p. 1649) et, pour le poids atomique de l'argent rapporté à 16 d'oxygène (comme les chimistes conviennent généralement de le faire aujourd'hui; une valence est alors représentée par 8^e d'oxygène) le nombre 107,916, déduit, par M. Leduc (*Recherches sur les*

- Soit M l'équivalent électrochimique d'un sel. Le travail nécessaire pour opérer par voie réversible, indépendamment du courant, la réaction considérée est $M(\mathfrak{E}_1 - \mathfrak{E}_2)$ et l'on a, par conséquent,

$$9600E = M(\mathfrak{E}_1 - \mathfrak{E}_2).$$

On pourra ainsi calculer diverses forces électromotrices, si l'on parvient à obtenir l'expression générale de \mathfrak{E} ou de sa variation.

PILES DE CONCENTRATION. — Proposons-nous de calculer la force électromotrice d'une pile formée de deux électrodes identiques plongeant dans deux dissolutions différemment concentrées d'un sel du métal dont les électrodes sont formées : soient deux électrodes de zinc plongeant dans des dissolutions aqueuses de chlorure de zinc.

Bornons-nous d'abord à considérer deux dissolutions de concentrations infiniment voisines. La force électromotrice dE de la pile s'exerce dans un sens tel qu'elle tend à égaliser les concentrations, c'est-à-dire à transporter le métal du sel de la dissolution concentrée vers la dissolution étendue. Transportons ainsi, d'une manière réversible, l'équivalent électrochimique M du sel. Le travail des forces électriques est $9600dE$.

Pour calculer la variation de l'énergie libre (ou pour fermer le cycle isotherme), il faut savoir produire (ou compenser) la modification qui résulte du passage du courant par une autre voie connue et réversible. Or il revient au même de transporter du sel de la dissolution concentrée à la dissolution étendue, ou de transporter de l'eau de la dissolution étendue à la dissolution concentrée. Cela même peut être

gaz, Paris, 1898, p. 57), des mesures de Stas et d'expériences de Dumas, on trouve que la quantité d'électricité considérée est 9639,6 C.G.S. au lieu de 9600.

Si l'on définit une valence par 18 d'hydrogène, le poids atomique de l'oxygène étant, d'après M. Leduc (*loc. cit.*) égal à 15,882, il faut multiplier le nombre précédent par $\frac{15,882}{16}$. On trouve ainsi 9568,4 C.G.S.

exécuté de deux façons : soit par une distillation isotherme, soit à l'aide d'une paroi semi-perméable. Nous procéderons par distillation isotherme.

Soit dx la quantité d'eau unie à ds de sel, et posons $\frac{dx}{ds} = h$.

La quantité d'eau à transporter est celle qui était unie à M grammes de sel, c'est-à-dire Mh .

Si nous voulons *compenser* la modification produite par le courant (cycle isotherme), nous volatiliserons Mh d'eau sous la pression p maximum de la dissolution la plus concentrée. Le travail produit est $Mhpv$; v est le volume spécifique de la vapeur d'eau saturée sous la pression p . Nous négligeons le volume spécifique du liquide, toujours très petit par rapport à v .

Comprimons ensuite isothermiquement la vapeur, isolée du liquide, à la pression $p + dp$. Il faut dépenser un travail $Mhpdv$.

Enfin, condensons la vapeur sous la pression maximum $p + dp$, il faut encore dépenser un travail $Mh(p + dp)(v + dv)$. Mais, la vapeur obéissant très sensiblement à la loi de Mariotte, ce travail se trouve compensé par le travail $Mhpv$ produit au moment de la volatilisation. Le travail résultant se réduit donc au seul travail de compression $Mhp dv$ dépensé. En exprimant que le travail total produit dans le cycle isotherme est nul, nous aurons la relation

$$9600 dE - Mhp dv = 0.$$

On peut dire que la dépense du travail mécanique $Mhp dv$ *entretient* la force électromotrice de la pile.

Un raisonnement analogue, mais avec distillation effectuée en sens contraire, donnerait

$$M(\mathfrak{E}_1 - \mathfrak{E}_2) = Mhp dv$$

et conduirait à la même expression de la force électromotrice dE .

Nous pouvons écrire :

$$dE = \frac{Mh}{9600} p dv = \frac{MRT}{9600} h \frac{dv}{v} = -\frac{MRT}{9600} h \frac{dp}{p} = -\frac{MRT}{9600} h d(\log p).$$

Pour passer au cas où il y a entre les deux dissolutions une différence de concentration finie, il suffit d'intégrer l'expression précédente entre les limites convenables, et l'on a

$$(1) \quad E = -\frac{MRT}{9600} \int_{p_1}^{p_2} h d(\log p) = -\frac{MRT}{9600} \int_{h_1}^{h_2} h \frac{d(\log p)}{dh} dh.$$

C'est la formule de Helmholtz (1), applicable même à des dissolutions très concentrées.

La formule de Helmholtz donne la force électromotrice E en unités électromagnétiques C. G. S. Elle exige la connaissance des pressions maximum de la vapeur d'eau au-dessus de la dissolution saline en fonction de h ou, ce qui revient au même, en fonction de la concentration c. Soit δ la densité de la dissolution, la masse c de sel contenue dans l'unité de volume de la dissolution est donnée par la relation

$$h = \frac{dx}{ds} = \frac{\delta - c}{c},$$

$$c = \frac{\delta}{h + 1}.$$

Helmholtz a effectué le calcul pour des électrodes de zinc plongées dans le chlorure de zinc. Ici on ne peut employer que des dissolutions de grande ou de moyenne concentration, car les dissolutions étendues laissent déposer un précipité d'oxychlorure (processus irréversible). Les limites extrêmes correspondent à $h = 0,8$ (dissolution saturée) et $h = 9,7$ (dernière dissolution qui ne précipite pas). Une pile formée avec ces dissolutions extrêmes a, d'après les expériences de

(1) HELMHOLTZ, *Wiss. Abh.*, t. II, p. 991; *Sitzungsb. der Wiener Akad.*, 27 juillet 1882.

Helmholtz (1), une force électromotrice de $0,1154$ ou $0,1154 \cdot 10^8$ C. G. S.

En faisant usage des pressions maximum mesurées par J. Moser, Helmholtz trouve, par l'application de la formule (1), $0,1158 \cdot 10^8$ ou $0,1145 \cdot 10^8$, suivant la façon dont il met en œuvre les données numériques. La concordance est aussi parfaite que possible.

D'autres expérimentateurs, en assez grand nombre, ont fourni des vérifications analogues de la formule (1).

Nous aurons ultérieurement l'occasion de démontrer les formules que fournit l'emploi des parois semi-perméables, c'est-à-dire des lois de la pression osmotique. Ces dernières formules sont appropriées au cas des dissolutions très étendues.

COUPLES DE CONCENTRATION A AMALGAMES. — On peut réaliser une autre sorte de couples de concentration à l'aide de deux amalgames, différemment concentrés, d'un même métal, formant électrodes et séparés par une dissolution d'un sel du métal contenu dans les amalgames. Ces couples sont réversibles. On peut appliquer aux métaux dissous dans le mercure la notion de pression osmotique, c'est-à-dire qu'on peut imaginer un cycle dans lequel le courant fourni par l'élément fait passer d'un amalgame à l'autre une certaine quantité de métal dissous que l'on ramène au premier amalgame par le jeu des pressions osmotiques, grâce à la conception d'une paroi perméable au mercure, imperméable au métal (2).

Il résulterait de la comparaison des forces électromotrices calculées et observées que les métaux dissous existent dans les amalgames à l'état de molécules mono-atomiques. Ces recherches ont porté sur les métaux suivants : Zn, Cd, Pb, Sn, Cu, Na (3).

ACCUMULATEURS AU PLOMB. — Pour étendre la notion de piles de concentration à des accumulateurs ordinaires, dans

(1) *Loc. cit.*, p. 988.

(2) TURIN, *Zeitschr. für physik. Chemie*, t. V, 1890, p. 340.

(3) G. MEYER, *Zeitschr. für physik. Chemie*, t. VII, 1891, p. 477.

lesquels on fait varier la concentration de l'acide sulfurique (1), on peut associer deux accumulateurs montés avec des acides diversement concentrés. Si l'on admet, avec Planté, que la réaction fondamentale, dans ces accumulateurs, correspond à la formule



on voit que le passage du courant a pour effet le transport d'un certain nombre de molécules d'acide sulfurique du premier accumulateur au second et un transport du même nombre de molécules d'eau du second au premier. Le transport inverse des mêmes quantités d'acide sulfurique et d'eau peut être réalisé par voie de distillation isotherme, de manière à compléter un cycle fermé réversible.

VARIATION DE LA FORCE ÉLECTROMOTRICE DE POLARISATION AVEC LA PRESSION. — Soient deux voltamètres au-dessus desquels règnent des pressions p_1 et p_2 exercées par le gaz tonnant dégagé.

Partons d'un même état initial pour arriver au même état final. A cet effet, faisons passer un courant dans les deux voltamètres, jusqu'à décomposer une molécule-gramme d'eau. Il faudra ramener dans les deux voltamètres le gaz tonnant à une même pression; par exemple, comprimer le gaz du premier voltamètre de la pression p_1 à la pression p_2 , ce qui consommera un travail

$$R_H T \log \frac{p_2}{p_1} + 8 R_O T \log \frac{p_2}{p_1} = (R_H + 8 R_O) T \log \frac{p_2}{p_1}.$$

R_H et R_O sont les valeurs de la constante R de la formule

$$p v = R T$$

des gaz parfaits, pour 1^{er} d'hydrogène ou d'oxygène. On a d'ailleurs

$$R_H = 16 R_O$$

(1) DOLEZALEK, *Wied. Ann.*, t. LXV, 1898, p. 894.

et, par conséquent,

$$(R_H + 8R_0) \log \frac{p_2}{p_1} = \frac{3}{2} R_H T \log \frac{p_2}{p_1}.$$

Soient E_1 et E_2 les forces électromotrices nécessaires pour produire la décomposition, ou forces électromotrices de polarisation dans les deux voltamètres. Le travail exercé par unité d'électricité qui passe dans chaque voltamètre est respectivement E_1 et E_2 . Pour le passage de 9600 unités électromagnétiques, correspondant à la décomposition de 9^s d'eau, la différence de ces travaux est

$$9600(E_2 - E_1).$$

On a donc

$$E_2 - E_1 = \frac{1}{9600} \frac{3}{2} R_H T \log \frac{p_2}{p_1}.$$

A 18° C., on aura

$$E_2 - E_1 = \frac{1}{9600} \frac{1033.981}{0,0000896} \frac{291}{273} \log \frac{p_2}{p_1} = 1,887 \cdot 10^6 \log \frac{p_2}{p_1};$$

ou, en volts,

$$E_2 - E_1 = 0,01887 \log \frac{p_2}{p_1} \text{ volts.}$$

Pour vérifier cette formule, Helmholtz (1) a cherché expérimentalement la plus petite force électromotrice nécessaire pour augmenter d'une manière appréciable la pression du gaz tonnant à la surface du liquide du voltamètre. Pour une pression de 10^{mm} d'eau = 0^{mm}735 de mercure, il a trouvé 1^{volt},64 et, pour 742^{mm} de mercure, 1^{volt},783. La différence est de 0^{volt},123. Le calcul exigerait 0^{volt},131.

VALEUR ABSOLUE DE LA FORCE ÉLECTROMOTRICE DE POLARISATION. — Nous venons d'obtenir la *variation* de la force électromotrice de polarisation E ; mais le calcul numérique de cette force électromotrice est actuellement impossible. Il faudrait, pour calculer l'énergie libre mise en jeu par la

(1) Voir HELMHOLTZ, *Wied. Ann.*, t. XXXIV, 1888, p. 737.

décomposition d'une molécule d'eau, savoir passer par voie réversible de l'eau liquide au mélange tonnant résultant de sa décomposition. Or, on ne peut passer réversiblement de la vapeur d'eau au mélange tonnant qu'à une température telle que la vapeur d'eau se trouve dissociée. Les données numériques sur les pressions de dissociation de l'eau et les chaleurs spécifiques de la vapeur d'eau d'une part, depuis la température ordinaire jusqu'aux températures très hautes où la pression de dissociation de l'eau atteint une valeur sensible, sont encore trop imparfaites pour se prêter à un calcul même approché.

En admettant que la totalité de la quantité de chaleur dégagée dans la combustion du gaz tonnant provient d'une variation de l'énergie libre, ce qui ne paraît pas s'écarter beaucoup de la vérité, on trouverait une valeur approchée de la force électromotrice.

IRRÉVERSIBILITÉ RÉELLE DE LA POLARISATION. — Tout ce qui précède suppose la réversibilité *parfaite*.

Rappelons que M. Bouty (1), dans son étude des capacités de polarisation, a dû assimiler un voltamètre quelconque, non au système réversible constitué par un double condensateur dont la capacité ne serait fonction que de la force électromotrice seule (comme le voudrait la théorie ordinaire de la couche double et comme l'avaient supposé les expérimentateurs précédents), mais à un tel condensateur associé à un accumulateur. Tout voltamètre présente des résidus à longue période auxquels la réversibilité fait absolument défaut. On ne peut expliquer ces résidus qu'en admettant, soit qu'il se forme, *sous l'influence même des plus petites forces électromotrices*, des composés définis produits aux dépens des électrodes (dites inattaquables) et des produits de l'électrolyse, soit, ce qui revient presque au même, que ces produits primaires de l'électrolyse, après avoir perdu leur charge, se diffusent à l'intérieur des électrodes et y

(1) Voir 2^e Supplément, p. 39 et suiv.

forment des dissolutions solides dans des conditions qui n'ont pas encore été précisées.

EXPÉRIENCES DE M. ROTHÉ. EMPLOI DE L'OSCILLOGRAPHE. —

Dans les expériences de M. Bouty, la période d'établissement de la polarisation était prolongée par l'introduction, dans le circuit du voltamètre, d'une grande résistance. M. Rothé (1) a eu l'ingénieuse idée d'appliquer l'oscillographe à l'étude des courants de charge et de décharge d'une électrode polarisée, ce qui lui a permis de se placer dans les conditions ordinaires, où la durée de ces courants n'est que de quelques centièmes de seconde.

Nous ne reviendrons pas sur la disposition qu'on doit donner à l'oscillographe pour obtenir des photographies (2). Dans les expériences de M. Rothé, à l'instant où le faisceau des rayons réfléchis commence à atteindre la plaque, un contact électrique ferme le circuit du voltamètre, et l'oscillographe quitte sa position d'équilibre. La rapidité du mouvement de rotation du miroir auxiliaire E doit être telle que la partie intéressante de la courbe de polarisation se trouve entièrement inscrite sur la plaque.

Pour graduer en ampères et en secondes les ordonnées et les abscisses de cette courbe, il suffit d'inscrire successivement sur la plaque : 1° l'intensité uniforme d'un courant connu ; 2° la courbe d'intensité du courant excitateur d'un diapason de période connue, ce courant étant automatiquement interrompu à chaque période.

DISSYMMÉTRIE DE LA POLARISATION CATHODIQUE ET ANODIQUE. —

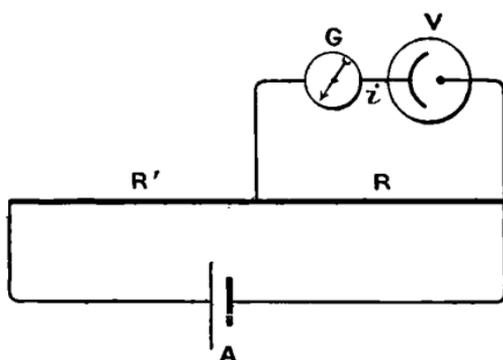
Pour produire le courant de charge, M. Rothé avait recours à un accumulateur de force électromotrice E, dont le circuit était fermé par deux résistances R et R' (fig. 53). Le circuit comprenant le voltamètre et l'oscillographe était attaché aux deux bouts de la résistance R.

(1) ROTHE, *Contribution à l'étude de la polarisation des électrodes*; Thèse de doctorat, 1904. *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8^e série, t. I, p. 219, 289, 433; *Journal de Physique*, 4^e série, t. III, p. 661.

(2) Voir ci-dessus, p. 126, fig. 37.

Le courant initial, à travers le voltamètre, dépend à la fois des résistances R , R' et de la résistance r de la branche OV . Au bout de quelques centièmes de seconde, quand le courant, dans cette branche, atteint une valeur suffisamment faible, la force électromotrice de polarisation, égale à la différence de potentiel aux deux extrémités de R , a pour valeur $\varepsilon = \frac{ER}{R + R'}$. En modifiant R et R' , on peut donc faire varier à volonté l'intensité initiale du courant et la force électromotrice de polarisation finale ε .

Fig. 53.



M. Rothé a fait usage de l'artifice connu de la grande et de la petite électrode ⁽¹⁾. Le tableau et les figures suivantes se rapportent à une dissolution d'acide chlorhydrique normale (une molécule-gramme d'acide chlorhydrique par litre). Les temps T sont comptés en millièmes de seconde, les intensités de courant en dix-millièmes d'ampère, Les lettres A et C indiquent si la petite électrode sert d'anode ou de cathode, c'est-à-dire si la polarisation est anodique ou cathodique. R , R' , ε ont la signification indiquée plus haut. R et R' sont choisis de manière à maintenir les intensités de courant dans les limites convenables pour l'inscription photographique.

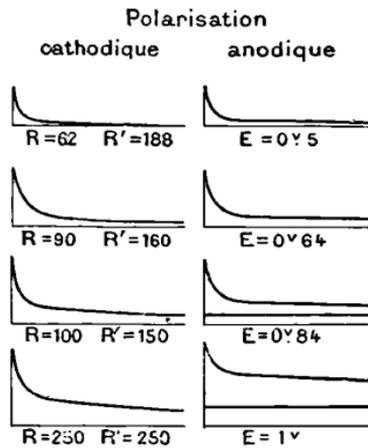
⁽¹⁾ Voir t. IV, 2^e fasc., p. 302. La grande électrode était une lame de platine de 68^{cm}², 8 de surface et de 0^{mm},18 d'épaisseur; la petite électrode était un fil de platine de 4^{mm} de long et de 0^{mm},2 de diamètre.

Acide chlorhydrique normal.

T.	R = 62 R' = 188 $\varepsilon = 0,5$		R = 20 R' = 160 $\varepsilon = 0,64$		R = 100 R' = 150 $\varepsilon = 0,8$		R = 250 R' = 250 $\varepsilon = 1,00$	
	A.	C.	A.	C.	A.	C.	A.	C.
0...	42	42	52	51	60	60	36	38
1...	28	28	34	33	40	40	26	32
2...	20	20,5	28	28	26	28	20	28
5. .	8	9	17	17	20	24	16	26
10...	5	6	12	13	19	23	13	25,5
20...	3	4	7	9	17	22	10	25
50...	<0,25	2	4	7	14	20	7,5	24,5
100...	»	<0,5	1	6	8	18	6,5	21
2000...	»	»	<0,25	<0,25	<0,5	9	<0,25	9

La comparaison des colonnes A et C correspondant à une même valeur de R et de R' montre que les électrodes de platine, dans l'acide chlorhydrique, se comportent de façon très différente, suivant qu'elles sont anodes ou cathodes, ce

Fig. 54.



qui suffit à prouver que la charge d'une électrode polarisée n'est pas complètement analogue à celle d'un condensateur.

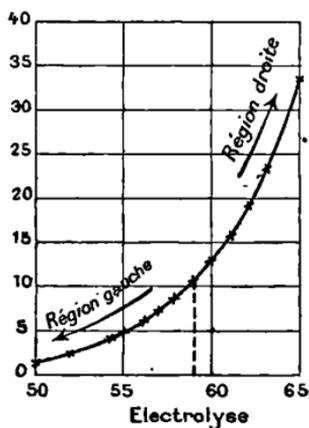
Les courbes correspondantes (*fig. 54*) ont des formes analogues, quelles que soient les valeurs de l'intensité de courant initiale et de la polarisation finale.

La polarisation du platine, dans l'eau acidulée par l'acide sulfurique, a fourni des résultats analogues.

CONTINUITÉ DE LA POLARISATION ET DE L'ÉLECTROLYSE. — Pour les plus grandes polarisations observées, l'électrolyse se produit avec un dégagement de gaz visible. Pour les plus faibles, il est impossible de manifester le moindre dégagement gazeux, même en faisant usage d'un microscope. Cependant la forme générale des courbes fournies par l'oscillographe demeure la même.

M. Rothé a contrôlé ces expériences par d'autres dans lesquelles il faisait usage d'un galvanomètre ordinaire, en série avec le voltamètre, et dont il notait la déviation permanente pour chaque force électromotrice introduite dans le circuit. Les électrodes de platine étaient égales et formées par des fils fins. La courbe construite en prenant pour abscisses les forces électromotrices, pour ordonnées les déviations (*fig. 55*),

Fig. 55.



ne présente nulle part de coude brusque; il est impossible de reconnaître, à l'aspect de cette courbe, pour quelle valeur de la déviation le dégagement gazeux, caractéristique de l'électrolyse proprement dite, a commencé (point d'électrolyse) (1).

(1) Toutefois, si la résistance totale du circuit est suffisamment réduite,

Il y a donc continuité entre la polarisation et l'électrolyse. Avant que l'électrolyse visible ne commence, il y a une électrolyse invisible correspondant, soit à des réactions exercées par les ions accumulés aux électrodes, soit à une pénétration ou à une dissolution, dans la matière de l'électrode, de ces ions, dépouillés de leurs charges.

ÉLECTRODES D'OR OU DE PALLADIUM. — Cette manière de voir est confirmée par des expériences faites, par exemple, avec des électrodes de palladium. On sait que ce métal absorbe l'hydrogène électrolytique et forme avec lui au moins un composé défini (1). L'or, au contraire, absorbe moins d'hydrogène que ne le fait le platine.

Après s'être assuré que la forme générale des courbes est la même avec le platine, le palladium ou l'or, M. Rothé a fait des expériences comparatives avec trois lames de dimensions identiques. Le résultat en est consigné dans les tableaux suivants :

POLARISATION CATHODIQUE DANS L'ACIDE SULFURIQUE NORMAL (2).

Comparaison du platine et du palladium

$$R = R' = 250$$

$$\varepsilon = 1^{\text{volt.}}$$

T.	Platine.	Palladium.
0.....	80	80
1.....	50	70
2.....	40	64
5.....	32	53
10.....	24	40
50.....	6	22
100.....	4	19
2000.....	< 0,25	10

les ordonnées de la courbe augmentent très rapidement, à partir du point d'électrolyse, et divers expérimentateurs avaient cru démontrer, par cette méthode même, l'existence d'une discontinuité qui n'a d'ailleurs rien de réel.

(1) Voir t. IV, 2^e fasc., p. 168-169.

(2) Une molécule-gramme par litre.

Comparaison du platine et de l'or.

$$R = R' = 500$$

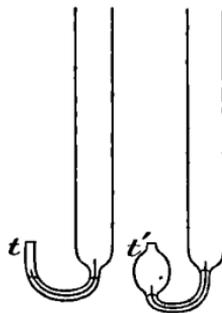
$$\varepsilon = 1^{\text{volt.}}$$

T.	Platine.	Or.
0.....	29	29
5.....	27	26
10.....	24	16
20.....	16	5
50.....	15	4,7
100.....	14	3
1000.....	3	< 0,5

En résumé, un voltamètre formé de lames de platine, de palladium ou d'or dans l'eau acidulée par l'acide sulfurique, se comporte comme le ferait une sorte d'accumulateur et cela pour des forces électromotrices bien inférieures à celle qui produit l'électrolyse avec dégagement de gaz.

ÉLECTRODES DE MERCURE. — Des résultats d'un intérêt encore plus grand ont été fournis par des voltamètres à électrodes de mercure. La large électrode est constituée par une couche de mercure sous laquelle plonge un fil de platine isolé. Au-

Fig. 56.

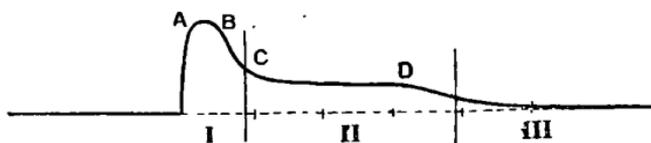


dessus se trouve l'électrolyte. La petite électrode est représentée par un ménisque de mercure de quelques millimètres carrés de surface formé à l'orifice d'un tube *t* ou *t'* (*fig. 56*).

La polarisation anodique n'offre rien de particulier; mais

la courbe de polarisation cathodique présente la forme curieuse représentée figure 57. On peut y reconnaître trois por-

Fig. 57.



tions distinctes AB, CD et la portion située au delà de D, laquelle correspond au courant résiduel ordinaire. Les deux paliers AB et CD sont très accentués. M. Rothé appelle le second, CD, le *palier principal*.

En utilisant des cathodes de même surface mais de volume différent (*fig. 56*), on peut se convaincre que le palier AB correspond à un *effet de surface*, le palier principal, à un *effet de volume*. L'expérience montre en effet que les portions AB sont rigoureusement superposables quel que soit le volume de l'électrode. Au contraire, le palier CD tend à s'allonger à mesure que ce volume est plus grand. Ainsi se trouve mise en évidence la pénétration des ions dans la masse de l'électrode.

Les expériences suivantes ne peuvent laisser de doute sur la légitimité de cette interprétation. Si, en effet, après avoir polarisé à refus la petite électrode, on met un instant le voltamètre en court-circuit et qu'on recommence aussitôt à le polariser dans le même sens, on obtient toujours le palier AB, mais le palier CD a presque disparu. Il faut attendre plusieurs heures, pendant lesquelles le voltamètre demeure en court-circuit, avant de pouvoir reproduire la première courbe avec le palier CD pleinement développé.

L'effet de surface peut être interprété par la formation de la couche double; l'effet de volume ne peut correspondre qu'aux phénomènes de combinaison ou de dissolution des ions que nous avons précédemment invoqués.

Les courbes de décharge en court-circuit ne présentent pas de variations correspondantes à l'étendue plus ou moins grande du second palier. Une même électrode fournit tou-

jours la même courbe de décharge, pour une même valeur de la force électromotrice de polarisation, quelles que soient les variations présentées par les courbes de charge correspondantes.

ÉLECTROLYSE APPARENTE OU AVANCÉE. — On s'accorde, en général, à fixer la force électromotrice de polarisation correspondant à l'électrolyse avec dégagement de gaz visible, pour le platine et l'eau acidulée, au voisinage de 1^{volt},56. Cependant, divers expérimentateurs ont obtenu des dégagements de gaz à l'une des électrodes en employant des forces électromotrices extérieures beaucoup plus faibles.

Par exemple, Bartoli (1) plongeait deux fils de platine dans un grand ballon rempli d'eau acidulée et privait, autant que possible, l'électrolyte de gaz, par une ébullition prolongée dans le vide. Maintenant ensuite la température invariable, il mettait les deux fils en communication avec une pile de Regnault (2) dont la force électromotrice n'est que de 0^{volt},36 et il voyait l'ébullition reprendre aussitôt. Dans une autre expérience, en donnant aux deux électrodes des dimensions très différentes, il avait pu, dès la température ordinaire, voir une bulle se former et grossir, avec le temps, à la surface de la petite électrode, formée d'un fil très fin, et cela pour une force électromotrice très inférieure à 1^{volt},56.

M. Rothé a rattaché, d'une façon non douteuse, cette *électrolyse avancée* au phénomène de saturation des électrodes dont nous nous sommes occupés ci-dessus. Prenons deux électrodes très inégales et faisons usage d'une force électromotrice E intermédiaire à la polarisation maximum E_1 de la petite électrode et à la polarisation maximum totale V du voltamètre

$$E_1 < E < V.$$

(1) BARTOLI, *Comptes rendus de l'Académie de Bologne*, 26 déc. 1864; 20 mars 1879. *Nuovo Cimento*, 3^e série, t. III-IV, 1877, p. 133-139; t. V-VI, 1879, p. 92, 153 et 203; t. VII, 1880, p. 234; *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VII, p. 176; t. VIII, p. 182; t. IX, p. 394-399; t. X, p. 218.

(2) Voir t. IV, 2^e fasc., p. 116 et 275.

Tandis que la petite électrode se polarise complètement et se sature d'ions, la grande électrode se polarise à peine. Le courant continuant à passer, la grande électrode ne cesse d'absorber les ions qu'elle reçoit, tandis que la petite électrode, saturée, ne peut plus en retenir de nouveaux. Ces ions repassent donc à l'état de matière ordinaire et se dégagent. Mais tout dégagement cesse dès que la force électromotrice de polarisation totale du voltamètre fait équilibre à la force électromotrice extérieure E.

Extrayons à ce moment la grande électrode du liquide et chauffons-la de façon à chasser les gaz occlus ou à détruire les composés instables formés. Dès qu'on replonge cette électrode dans l'eau acidulée, le dégagement gazeux reparait sur la petite électrode, sous l'influence de la même différence de potentiel V; tandis que la même opération, pratiquée sur la petite électrode sans toucher à la grande, demeure inefficace. Dans ce dernier cas, en effet, le courant qui se produit sert seulement à polariser la petite électrode et, la grande demeurant saturée, le courant s'arrête sans que le dégagement sur la petite électrode ait reparu.

PHÉNOMÈNE DIT « DE LA DEMI-DÉCOMPOSITION DE L'EAU ». — On peut rapprocher cette expérience de M. Rothé d'une ancienne expérience signalée par M. Lippmann (1). Constituons une bouteille de Leyde avec un ballon contenant de l'eau acidulée dans laquelle plonge une très petite électrode de platine (électrode à la Wollaston). Si l'on charge cette bouteille, tenue à la main, en mettant le fil de platine en communication avec l'une des armatures d'une machine électrostatique, on observe, sur le fil, un dégagement de gaz, qui s'arrête aussitôt. Si l'on décharge la bouteille, le dégagement gazeux reprend. Avec des précautions convenables, on peut reconnaître que, si c'était de l'oxygène qui se dégagait lors de la charge, le gaz dégagé par la décharge est de l'hydrogène.

(1) LIPPMANN, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXXI. 1875, p. 280; *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VI, 1877, p. 41.

Dans cette expérience de *demi-décomposition de l'eau*, le verre de la bouteille remplace la large électrode de l'expérience de M. Rothé. La quantité d'électricité Q , capable de charger la bouteille au potentiel V de la machine, se trouve plus que suffisante pour saturer la petite électrode, en établissant entre celle-ci et la couche liquide adjacente la différence de potentiel E_1 de saturation : il y a, je suppose, dégagement d'oxygène. Mais la quantité d'électricité Q ne suffit pas à saturer la couche liquide adhérente à la paroi. Les ions hydrogène correspondants demeurent dissimulés dans cette couche. Quand on décharge ensuite la bouteille, la quantité Q d'électricité circule en sens inverse, apportant à la couche adhérente interne des ions oxygène qui la ramènent à l'état neutre. Quant au fil de platine, les ions hydrogène qu'il reçoit neutralisent, puis renversent la différence de potentiel E , enfin repassent à l'état de matière neutre, d'où le dégagement d'hydrogène.



CHAPITRE VIII.

THÉORIE DES IONS. — THÉORIE DE NERNST (1).

Confirmations apportées à la théorie ionique de l'électrolyse par l'étude de la conduction des gaz. — Propriétés additives dans les dissolutions très étendues. — Equilibre au sein de dissolutions électrolytiques. — Dissociation électrolytique de l'eau. — Explication de la neutralisation réciproque des acides et des bases. — Objection tirée du phénomène de la diffusion. — Diffusion des non-électrolytes. — Grandeur du frottement à l'intérieur des non-électrolytes. — Diffusion des électrolytes. — Différence de potentiel entre deux dissolutions d'un même électrolyte. — Différence de potentiel entre deux électrolytes. — Grandeur du phénomène de Hall dans les électrolytes. Théorie de Nernst. — Tension de dissolution. — La précipitation des métaux. — Calcul des forces électromotrices. — Théorie de la pile. Piles de concentration. — Piles à gaz. — Théorie de l'électrolyse. — Particularités du phénomène de la polarisation.

CONFIRMATIONS APPORTÉES A LA THÉORIE IONIQUE DE L'ÉLECTROLYSE PAR L'ÉTUDE DE LA CONDUCTION DES GAZ. — Nous avons exposé ailleurs (2) les principes essentiels de la théorie des ions électrolytiques et discuté les hypothèses qui ont servi de base à son développement. D'après cette théorie, les électrolytes doivent leur conductivité à la présence d'ions, ou centres chargés de signe contraire, résultant d'un mode de dissociation spontané et spécial des sels fondus, ou d'une dissociation équivalente éprouvée par les sels dissous en présence de leur dissolvant.

La théorie des ions a été particulièrement développée dans

(1) Pour toutes les matières contenues dans ce Chapitre, on consultera avec fruit l'ouvrage de Nernst, *Theoretische Chemie*. Stuttgart, 1900.

(2) Voir 2^e Supplément, p. 62-73.

le cas des dissolutions électrolytiques très étendues. Aux dilutions extrêmes, les molécules neutres d'un sel seraient *complètement* dissociées en ions; ceux-ci se meuvent, dans un champ électrique, avec des vitesses inégales dépendant du signe de la charge de l'ion et de sa nature.

L'étude de la condensation de la vapeur d'eau dans les espaces sursaturés et celle de la conduction de l'électricité par les gaz raréfiés, telles que nous les exposerons ci-après, ont établi, avec une telle netteté, la présence, dans les gaz conducteurs, de centres électrisés en sens inverse, se mouvant dans le champ électrique avec des vitesses différentes, qu'on n'éprouve plus aucune répugnance à admettre, pour le mécanisme de la conductivité des liquides, des notions, au fond, assez analogues à celles qui réussissent si bien dans le cas des gaz.

Il convient donc d'insister sur les perfectionnements qu'a reçus, dans ces dernières années, la théorie des ions électrolytiques et sur les vérifications diverses auxquelles elle a pu être soumise.

PROPRIÉTÉS ADDITIVES DANS LES DISSOLUTIONS TRÈS ÉTENDUES.

— Nous avons étudié et discuté la propriété additive que révèle, d'après Kohlrausch, l'étude de la conductivité des dissolutions étendues; elle est attribuée à l'effet indépendant des ions des deux signes présents dans la liqueur (¹).

S'il est vrai que la dissociation des sels est complète dans les dissolutions salines très étendues, la même propriété additive doit se manifester indistinctement dans l'étude de toutes leurs propriétés physiques. On l'a en effet retrouvée dans un grand nombre d'expériences dont nous signalerons les principales.

Considérons par exemple les accroissements de volume Δv

(¹) Voir 2^e Supplément, p. 67 et suiv. Noter en particulier les réserves qu'appelle la vérification de la propriété additive par les conductivités électriques (*loc. cit.*, p. 70-71). Les mêmes réserves sont *a fortiori* applicables aux vérifications, pour la plupart beaucoup moins précises, que nous allons faire connaître.

d'une masse M d'eau dans laquelle on dissout une masse m d'un sel formé par un acide et une base forts, par exemple d'un sel haloïde de potassium ou de sodium. Soit s la densité de la dissolution, s_0 celle de l'eau pure :

$$\Delta v = \frac{M + m}{s} - \frac{M}{s_0}.$$

Le rapport $\frac{\Delta v}{m}$, pour une masse M d'eau fixe, tend vers une limite déterminée quand m tend vers zéro. Le Tableau suivant résume les résultats d'expériences de Traube (1). Il montre que les valeurs de Δv (exactes à une unité près seulement) peuvent être calculées en attribuant aux ions Na, K, Cl, Br, J, les coefficients suivants :

$$\begin{aligned} \text{Na} &= 8,33, & \text{Cl} &= 9,25, \\ \text{K} &= 17,6, & \text{Br} &= 18,5 = 9,25 \cdot 2, \\ & & \text{I} &= 27,75 = 9,25 \cdot 3. \end{aligned}$$

	Calculé.	Observé.	Différence.
NaCl.....	17,58	17,7	+0,12
NaBr.....	26,83	26,7	-0,13
NaI.....	36,08	36,1	+0,02
KCl.....	27,85	26,7	-0,15
KBr.....	36,1	35,1	-1,00
KI.....	45,35	45,4	+0,05

Il est à remarquer que les accroissements de volume Δv sont très petits, en comparaison du volume que la substance dissoute occuperait à l'état solide. La dissolution est donc accompagnée d'une contraction énergique de l'eau; celle-ci s'explique par l'attraction exercée sur les molécules neutres de l'eau, dont la constante diélectrique est voisine de 80, par les charges électriques, très considérables, des ions (2).

La même propriété additive se retrouve pour les indices de réfraction. L'indice n d'une dissolution très étendue peut

(1) TRAUBE, *Zeitschr. für Morg.*, t. III, 1893, p. 11.

(2) DRUDE et NERNST, *Zeitschr. für phys. Ch.*, t. XV, 1894, p. 79.

se déduire de l'indice N de l'eau, pour la même radiation, par la formule

$$n = N + \mu(a + b).$$

μ est le nombre de molécules-grammes par litre, a et b sont des coefficients caractéristiques des deux ions ⁽¹⁾.

Dans les deux cas que nous venons de citer, la propriété additive se manifeste par l'évaluation de différences extrêmement minimes, dont la mesure ne saurait comporter de précision. L'étude de l'absorption de la lumière par les dissolutions colorées fournit un argument plus frappant.

Si la propriété additive est réelle, l'absorption exercée sur les lumières de diverses longueurs d'onde, d'où résulte la couleur, doit être la somme des absorptions exercées par les deux ions. Si l'un d'eux est incolore, la couleur appartiendra en propre à l'autre, et devra se retrouver identique dans tous les sels qui contiennent ce seul ion coloré. L'expérience montre en effet qu'en dissolution étendue, tous les chromates sont jaunes, tous les sels de cuivre bleus, ce qu'on interprète en disant que l'ion chromique est jaune, l'ion cuivre, bleu.

La figure 58 montre, d'après Ostwald ⁽²⁾, le spectre d'absorption de divers permanganates en dissolutions très étendues, mais de même concentration moléculaire. L'influence de l'ion incolore paraît nulle.

Quand la dilution est insuffisante, c'est-à-dire quand la dissociation est incomplète, la couleur des sels d'un même ion coloré diffère. Ainsi le chlorure de cuivre est vert, aussi bien en dissolution concentrée qu'à l'état solide. Mais la dissolution vire progressivement au bleu et le bleu finit par être sans mélange quand la dilution croît indéfiniment ⁽³⁾. La couleur verte est celle du chlorure de cuivre non dissocié, la couleur bleue, celle de l'ion cuivre.

(1) BENDER, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, 1899, p. 89.

(2) OSTWALD, *Zeitschr. f. phys. Ch.*, t. IX, 1892, p. 579.

(3) Bien entendu, ceci suppose qu'on observe la liqueur sous une épaisseur de plus en plus grande, de telle sorte que, les rayons lumineux rencontrant une quantité suffisante d'ions, l'absorption demeure notable.

La propriété additive se retrouve aussi dans l'étude du pouvoir rotatoire, soit naturel (1), soit magnétique (2).

Fig. 58.

<i>Li</i>	
<i>Cd</i>	
<i>Am.</i>	
<i>Zn</i>	
<i>K</i>	
<i>Ni</i>	
<i>Mg</i>	
<i>Cu</i>	
<i>Fe</i>	
<i>Al</i>	

ÉQUILIBRE DANS LES DISSOLUTIONS ÉLECTROLYTIQUES. — La théorie des ions a été l'occasion de progrès nombreux en physico-chimie. Elle a permis de rattacher, souvent même par des lois numériques, des faits jadis sans lien connu. Nous nous bornerons à signaler ici quelques exemples parmi les plus curieux (3).

Nous avons étudié ailleurs les lois des équilibres chimiques, rattachés thermodynamiquement à la théorie de la dissocia-

(1) OUDEMANS, *Beiblätter*, t. IX, 1885, p. 635.

(2) JAHN, *Wied. Ann.*, t. XLIII, 1891, p. 280.

(3) Voir les traités de physico-chimie, ou le rapport fait au Congrès de Physique, par M. Svante Arrhenius (*Rapports*, t. II, p. 365).

tion de Gibbs (1). La loi de Guldberg et Waage, que nous avons alors établie, a été étendue par MM. Van t' Hoff et Ostwald aux dissolutions électrolytiques.

Si un sel dissous est partiellement dissocié en ions, cette dissociation doit être limitée par un équilibre entre la molécule non dissociée et les deux ions résultant de sa dissociation. Nous appliquerons les lois des gaz à la pression osmotique, c'est-à-dire que nous supposons les dissolutions très étendues.

Considérons un sel formé de deux ions monovalents. Soit α le degré de dissociation. $1 - \alpha$ molécules de sel non dissocié sont en équilibre avec α ions de chaque espèce, lesquels jouissent, par hypothèse, de propriétés comparables à celles des molécules proprement dites. Soit ν le volume de dissolution qui contient les éléments d'une molécule neutre. Le nombre de molécules non dissociées dans l'unité de volume est $\frac{1-\alpha}{\nu}$; les nombres d'ions sont $\frac{\alpha}{\nu}$ pour chacun des deux ions. La loi de Guldberg et Waage exige que l'on ait

$$(1) \quad \frac{\frac{1-\alpha}{\nu}}{\left(\frac{\alpha}{\nu}\right)^2} = k.$$

Or, d'après M. Kohlrausch, le degré de dissociation α est égal au rapport $\frac{\mu'}{\mu}$ de la conductivité actuelle μ' de la dissolution à sa conductivité limite μ , pour une dilution infinie (2). α se déduit donc des mesures de conductivité; on peut alors soumettre la relation (1) au contrôle de l'expérience.

Le Tableau suivant se rapporte à l'acide acétique en dissolution dans l'eau. Le volume est exprimé en litres pour une molécule-gramme dissoute. Les troisième et quatrième colonnes donnent respectivement les valeurs de α déduites

(1) Voir 1^{er} Supplément, p. 74.

(2) Voir 2^e Supplément, p. 71.

de la mesure des conductivités et calculées d'après la formule (1) dans laquelle on fait $k = 1,78 \cdot 10^{-5}$.

Acide acétique.

ν .	μ .	100 α	
		cond.	form.
0,994	1,27	0,402	0,42
2,02	1,94	0,614	0,60
15,9	5,26	1,66	1,67
18,9	5,63	1,78	1,78
1500	46,6	14,7	15,00
3010	64,8	20,5	20,2
7480	95,1	30,1	30,5
15000	129,0	40,8	40,1
∞	$\mu' = 316,0$	100	100

Les acides et les bases faibles, dont les dissolutions sont généralement peu conductrices, c'est-à-dire peu dissociées, paraissent obéir à la loi d'Ostwald. Les acides et les bases forts et leurs sels, fortement dissociés, n'y obéissent pas. A la relation (1) on doit alors substituer la relation purement empirique (2) [loi de Rudolphi (1)]

$$(2) \quad \frac{1 - \alpha}{\nu} \left(\frac{\alpha}{\nu} \right)^{\frac{3}{2}} = \text{const.}$$

qui n'a pas été rattachée à la théorie.

Il serait d'ailleurs injuste d'opposer l'échec de la formule (1) à la théorie des ions, comme une fin de non recevoir absolue. Cette formule implique l'exactitude rigoureuse de trop d'hypothèses, en dehors de celles qui servent de base essentielle à la théorie. En particulier, nous avons admis que les molécules du dissolvant, qui cependant *provoquent* la dissociation en ions, n'interviennent pas dans l'équation d'équilibre.

(1) RUDOLPHI, *Zeitschr. f. phys. Ch.*, t. XVII, 1895, p. 381.

Sans s'arrêter à cette objection, on a encore essayé d'appliquer la formule de Guldberg et Waage à la considération d'équilibres plus complexes, lorsque plusieurs électrolytes se trouvent en présence. Un cas relativement simple est celui du mélange de deux électrolytes ayant un ion commun.

Supposons qu'à la dissolution très étendue d'un acide A, on ajoute un acide A' *en nature*. La dissociation de l'acide A' amène de nouveaux ions hydrogène dans la liqueur. L'équilibre de l'acide A est donc troublé et cela dans un sens qui est fixé par la formule de Guldberg et Waage. L'ion hydrogène étant en quantité plus forte, la quantité du deuxième ion de A doit diminuer. Il en sera forcément de même de la quantité de l'acide A qui se trouve dissociée.

Le paranitrophénol se prête très bien à la démonstration qualitative de cette loi. Les dissolutions étendues de ce sel ont une coloration d'un jaune intense, attribuable à l'ion négatif, tandis que le paranitrophénol est incolore. Si l'on ajoute à la dissolution jaune de ce corps un acide quelconque, la couleur pâlit au point de cesser bientôt d'être perceptible. La très faible dissociation du paranitrophénol dissous est réduite presque à zéro par l'addition des nouveaux ions hydrogène.

On constate de même que la dissociation de l'acide acétique rétrograde par l'addition d'acétate de soude et, dans ce cas, M. Arrhenius ⁽¹⁾ a pu effectuer des mesures indirectes dont les résultats quantitatifs sont bien d'accord avec la formule de Guldberg et Waage.

Aux mêmes considérations se rattache le phénomène de la précipitation plus ou moins incomplète des sels insolubles, le sulfate de baryte par exemple. Dans une dissolution pure d'un tel sel, nécessairement très étendue quoique saturée, l'équilibre paraît exiger une proportion relativement importante d'ions libres (dissociation presque complète). Cela posé, si l'on ajoute, à la dissolution saturée de sulfate de baryte, de l'acide sulfurique libre, la proportion des ions SO^4 augmen-

(1) ARRHENIUS, *Zeitschr. f. phys. Ch.*, t. I, 1890, p. 5, et *Wied. Ann.*, t. XXX, 1887, p. 51.

tant dans la liqueur, il faut que la proportion des ions Ba diminue. L'équilibre est donc rompu et cela dans un sens tel que le nombre des molécules $BaSO_4$, non dissociées, doit augmenter. Cet excès précipitera. Des faits de ce genre, depuis longtemps connus en chimie analytique, n'avaient reçu aucune espèce d'interprétation.

On observe, d'une manière générale, que l'addition, à une solution saturée d'un électrolyte E, d'un second électrolyte E' présentant un ion commun avec le premier, provoque une précipitation partielle. L'électrolyte E' introduit, en effet, un excès de l'ion commun et celui-ci doit faire rétrograder la quantité dissoute de E, c'est-à-dire provoquer la précipitation d'une partie du premier sel. Au point de vue quantitatif, les divers électrolytes, ajoutés à la dissolution saturée, n'interviendront que par la quantité d'ions qu'ils libèrent. Des corps également dissociés, à quantités moléculaires équivalentes, produiront donc la même précipitation (1).

Si, au lieu d'ajouter à une dissolution électrolytique un second électrolyte à l'état pur, on mêle deux dissolutions, déjà préparées, d'électrolytes ayant un ion commun, le mélange sera, de lui-même, en équilibre dans le cas où l'ion commun est au même degré de concentration dans les deux solutions (*dissolutions isoioniques*). En effet, le fait du mélange n'altère pas la quantité de l'ion commun contenue dans l'unité de volume, ni par conséquent l'équilibre indépendant de chacun des électrolytes. Dans ce cas, la conductivité du mélange se calculera, d'après la conductivité des liqueurs mêlées, par une simple règle de moyenne. Dans le cas général, la loi de Guldberg et Waage doit être employée.

DISSOCIATION ÉLECTROLYTIQUE DE L'EAU. — L'eau pure est extrêmement peu conductrice. Ses ions H et OH ont donc une concentration extraordinairement petite, que les mesures directes de conductivité de MM. Kohlrausch et Heyd-

(1) Il n'y a d'exception que si les deux électrolytes peuvent donner lieu à la formation d'ions complexes (sels doubles).

weiller ⁽¹⁾, confirmées par diverses recherches d'un autre ordre, tendent à fixer au voisinage de $1, 1 \cdot 10^{-7}$ à 25° .

EXPLICATION DE LA NEUTRALISATION DES ACIDES PAR LES BASES.

— Si l'on vient à mêler les dissolutions d'un acide et d'une base tous deux énergiques, c'est-à-dire fortement dissociés, les ions H et OH de l'eau coexistent, au premier instant, dans la liqueur à des concentrations élevées, incompatibles avec l'équilibre de l'eau. Ces ions se réunissent donc pour former de l'eau jusqu'à ce que l'un d'eux ait disparu complètement, c'est-à-dire jusqu'à neutralisation complète de l'acide ou de la base.

OBJECTION TIRÉE DU PHÉNOMÈNE DE LA DIFFUSION. — Le remarquable ensemble de faits que nous venons d'exposer prouve toute la fécondité de la théorie des ions. Une objection se présente pourtant à l'esprit. Si, dans les dissolutions étendues, les ions sont réellement *libres*, pourquoi ne parvient-on pas à les séparer par la diffusion, comme on sépare deux gaz dissous, de manière à obtenir, par exemple, des dissolutions à peu près pures de l'ion cuivre ou de l'ion sulfurique SO₄? L'ion chlore se meut dans l'eau plus lentement que l'ion hydrogène. Quand on fait diffuser l'acide chlorhydrique dans l'eau, les régions supérieures, diluées, du liquide devraient s'enrichir en ions hydrogène, les régions inférieures, concentrées, en ions chlore.

Cette objection a été levée par M. Nernst ⁽²⁾. On ne peut, il est vrai, contester que, dans l'hypothèse de la dissociation électrolytique, une telle séparation ne doive se produire; mais elle se limitera à des quantités de matière absolument inappréciables à l'analyse chimique. En effet, dès que la solution supérieure contient le plus léger excès d'ions hydrogène, la solution inférieure, l'excès correspondant de chlore, ces deux solutions sont électrisées en sens inverse : une différence de potentiel s'établit entre elles. Le champ qui en

(1) KOHLRAUSCH et HEYDWEILLER, *Wied. Ann.*, t. LIII, 1894, p. 209.

(2) NERNST, *Zeitschr. für phys. Ch.*, t. II, 1888, p. 613.

résulte, au voisinage de la surface de séparation, ralentit les ions hydrogène, plus rapides, accélère les ions chlore, plus lents, et la différence de potentiel croît jusqu'à rétablir rigoureusement l'égalité des vitesses. Après une courte période variable, s'établira donc un état permanent tel que désormais les deux ions chlore et hydrogène traverseront, dans le même sens et en quantités équivalentes, une surface quelconque normale à la direction de la diffusion. Tout se passera comme si la molécule d'acide chlorhydrique se diffusait sans décomposition.

La quantité d'ions en excès demeure d'ailleurs infime, eu égard à l'énorme grandeur des charges liées à de très petites masses d'ions.

Ainsi s'expliquent les forces électromotrices entre deux électrolytes, forces électromotrices dont l'existence est connue depuis longtemps (1).

L'interprétation qui précède se prête d'ailleurs à de très intéressantes vérifications quantitatives. Pour le montrer, nous allons d'abord nous occuper de la diffusion des non-électrolytes; nous envisagerons ensuite la diffusion des électrolytes.

DIFFUSION DES NON-ÉLECTROLYTES. — La diffusion des corps dissous peut être considérée comme une simple conséquence de l'existence de la pression osmotique. Cette pression est proportionnelle à la masse du corps dissoute dans l'unité de volume, ou à la concentration c ; la différence des pressions sur les deux faces d'une couche liquide infiniment mince, normale à la direction de la diffusion, est proportionnelle à la différence des concentrations et tend à mouvoir les molécules dissoutes dans la direction des concentrations décroissantes; la quantité du corps dissous qui passe, dans l'unité de temps, à travers l'unité de surface, est donc proportionnelle à la dérivée, changée de signe, de la concentration dans la direction de la diffusion. Telle est l'interprétation de

(1) Voir t. IV, 2^e fasc., p. 355.

la loi de Fick (¹), dans la théorie de la pression osmotique.

La pression osmotique p est égale à la pression que posséderait le corps dissous, supposé à l'état gazeux, sous le volume qu'il occupe dans la dissolution, à la température de l'expérience :

$$(1) \quad p = \frac{RT}{v} = cRT.$$

Dans une masse gazeuse, les pressions s'équilibrent très rapidement. Au contraire, les concentrations, au sein d'un dissolvant, ne s'égalisent qu'avec une extrême lenteur. Si la force motrice est la même dans les deux cas, il faut que la résistance opposée au mouvement, c'est-à-dire le frottement résultant de la rencontre et du choc des molécules, soit beaucoup plus grand au sein d'un liquide que dans la masse gazeuse libre, ce qui est, en effet, évident *a priori*.

GRANDEUR DU FROTTEMENT AU SEIN DES NON ÉLECTROLYTES. — Nous pouvons calculer la grandeur de ce frottement, d'après la valeur mesurée des coefficients de diffusion.

Soient D le coefficient de diffusion, x une coordonnée dans le sens de la diffusion. La quantité du corps dissous, de sucre par exemple, qui passe dans l'unité de temps à travers l'unité de section normale à Ox est, par définition,

$$(2) \quad Q = -D \frac{dc}{dx}.$$

La vitesse moyenne des molécules qui se diffusent est donc

$$(3) \quad V = \frac{Q}{c} = -D \frac{\frac{dc}{dx}}{c}$$

et, puisque, d'après la formule (1), p et c sont proportionnels,

$$(4) \quad V = -D \frac{\frac{dp}{dx}}{p}.$$

(¹) Voir t. I, 2^e fasc., p. 83.

La vitesse V doit être telle que la force de frottement mise en jeu équilibre exactement la force motrice. Nous considérerons le frottement comme proportionnel à la vitesse.

$$(5) \quad F = kV.$$

Une tranche d'épaisseur dx contient, par unité de surface, cdx grammes de matière dissoute. Elle est soumise à une force $-\frac{dp}{dx}$. La force F rapportée à l'unité de volume, ou à c grammes, est donc $-\frac{dp}{dx}$. Le coefficient k se déduit de la formule (5) dans laquelle on remplace F par $-\frac{dp}{dx}$ et V par sa valeur (4) :

$$(6) \quad k = \frac{F}{V} = \frac{p}{D} = \frac{cRT}{D}.$$

Aux grandes dilutions, le frottement éprouvé par 1^{mol} devient indépendant de la concentration, puisque les chocs de cette molécule s'exercent à peu près exclusivement contre des molécules du dissolvant. On peut donc rapporter fictivement la force de frottement à une concentration égale à 1 (1^{re} de corps dissous par unité de volume de la dissolution), ou encore à la concentration de une molécule-gramme par litre (dissolution normale des chimistes). Dans ce dernier cas on aura, en désignant par M le poids moléculaire,

$$K_M = \frac{M}{c} k = \frac{MRT}{D}.$$

A une même température, le produit MRT est le même pour tous les corps ayant même volume atomique. *Le frottement rapporté à 1^{mol} est donc en raison inverse du coefficient de diffusion.*

Pour le sucre, par exemple, à la température de 15°, on trouve, tous calculs faits, que la force de frottement K_M est de 6,8.10⁹kg; c'est-à-dire que pour mettre en mouvement une masse de sucre égale à 342^g (poids atomique du sucre) dans l'eau distillée et lui communiquer une vitesse égale

à 1^{cm} par seconde, il faudrait la soumettre à une force de $6,8 \cdot 10^9$ kg.

DIFFUSION DES ÉLECTROLYTES. — La théorie de la diffusion des électrolytes est due à Nernst (1). Pour passer du cas des non-électrolytes à celui des électrolytes, nous devons, d'après Nernst, ajouter à l'action de la pression osmotique, qui s'exerce aussi bien sur les ions libres que sur les molécules non dissociées, l'action des forces électriques, introduites par le mécanisme même de la diffusion et dont nous avons établi ci-dessus l'existence.

Bornons-nous à considérer un électrolyte entièrement dissocié et dont les ions sont monovalents. Cet électrolyte se diffuse dans un cylindre vertical. La concentration au niveau x est c .

Dans le cas actuel, nous pouvons calculer *a priori* le coefficient de diffusion D , en nous fondant sur la connaissance de la conductivité électrique de la dissolution, et des nombres de transport de Hittorf (2).

La quantité de sel qui traverse l'unité de section, dans l'unité de temps, au niveau x est, par définition,

$$(1) \quad Q = -D \frac{dc}{dx}.$$

Soient C la concentration exprimée non en grammes par centimètre cube, mais en molécules-grammes par litre; M le poids moléculaire du sel; on a

$$(2) \quad 1000c = MC,$$

$$(3) \quad Q = -\frac{MD}{1000} \frac{dC}{dx}.$$

Nous allons chercher une autre expression de Q .

Considérons, en x , une tranche de section égale à l'unité et d'épaisseur dx . Les ions positifs qu'elle contient, tendent

(1) NERNST, *Zeitschr. für phys. Chem.*, t. II, 1888, p. 613.

(2) Voir t. IV, 2^e fasc., p. 211 et 2^e Supplément, p. 66.

à se déplacer : 1° en vertu de la différence des pressions osmotiques correspondant à ces ions et s'exerçant de part et d'autre sur la tranche. C'est une force $-\frac{dp}{dx}dx$ qui tend à déplacer ces ions vers les x positifs.

2° En vertu de la variation du potentiel électrostatique P produit par le mécanisme même de la diffusion, ainsi que nous l'avons expliqué. Le champ électrostatique est $-\frac{dP}{dx}$. Soient e la charge électrostatique d'un ion, N le nombre d'ions contenus dans une molécule-gramme et, par suite, CN le nombre effectif d'ions dans l'unité de volume de la liqueur considérée. Les $CN dx$ ions, contenus dans la tranche, sont soumis à une force électrostatique $-CN e \frac{dP}{dx} dx$, toujours évaluée dans le sens des x positifs. La force résultante qui tend à déplacer les ions considérés est

$$F dx = - \left(\frac{dp}{dx} + CN e \frac{dP}{dx} \right) dx.$$

Rapportée à l'unité de volume, la force F est

$$(4) \quad F = - \left(\frac{dp}{dx} + CN e \frac{dP}{dx} \right).$$

Des forces de frottement s'opposent à la force F et l'équilibrent dès que les ions ont acquis une vitesse convenable. Aux grandes dilutions que nous considérons, le frottement qu'éprouve un ion, considéré isolément, ne dépend plus de la dilution. La vitesse qu'il prend est donc proportionnelle à la force qui le sollicite.

Soit U la vitesse que prendraient les ions positifs à la concentration de un *ion-gramme* sous l'influence d'une dyne. L'*ion-gramme* est la masse m de l'ion contenue dans la molécule-gramme.

Sous l'action de la force F , le nombre d'ions-grammes C prendra une vitesse $\frac{FU}{C}$.

Cherchons à évaluer la masse de l'ensemble des ions posi-

tifs qui traverseront l'unité de section dans l'unité de temps. Pour une vitesse 1 , la masse Cm d'ions contenue dans l'unité de volume s'écoulerait dans le temps 1 . La quantité réelle écoulée sera donc $Cm \frac{FU}{C} = FU m$.

Occupons-nous maintenant des ions négatifs. Ils sont en nombre égal aux ions positifs. La pression osmotique correspondante, laquelle, d'après la loi d'Avogadro, ne dépend que du nombre des ions, est donc encore représentée par p .

La charge de chaque ion est $-e$, la force électrique qui sollicite cet ion dans le sens des x positifs est $e \frac{dP}{dx}$. En définitive, la force F' totale qui sollicite les ions négatifs, rapportée à l'unité de volume, est

$$(5) \quad F' = - \left(\frac{dp}{dx} - CN e \frac{dP}{dx} \right).$$

V étant la vitesse qui convient aux ions négatifs dans les conditions définies ci-dessus, la vitesse de l'ensemble de ces ions, sous l'action de la force F , sera $\frac{F'V}{C}$ et la masse écoulée par unité de temps, $F'V(M - m)$.

Nous savons que la composition de la liqueur n'est pas altérée par la diffusion. Les masses des deux ions écoulées sont donc proportionnelles à m et à $M - m$, c'est-à-dire que les produits FU , $F'V$ sont égaux :

$$(6) \quad FU = F'V;$$

$$(7) \quad U \left(\frac{dp}{dx} + CN e \frac{dP}{dx} \right) = V \left(\frac{dp}{dx} - CN e \frac{dP}{dx} \right);$$

d'où nous tirons

$$(8) \quad \frac{dP}{dx} = - \frac{1}{CN e} \frac{U - V}{U + V} \frac{dp}{dx}.$$

Nous déterminons ainsi le champ électrique en fonction de la variation de la pression osmotique et des vitesses U et V .

Nous pouvons maintenant remplacer $\frac{dP}{dx}$ par sa valeur, dans

les expressions de F et de F' :

$$(9) \quad \begin{cases} F = -\frac{2V}{U+V} \frac{dp}{dx}, \\ F' = -\frac{2U}{U+V} \frac{dp}{dx}. \end{cases}$$

La quantité Q de sel diffusée est

$$(10) \quad Q = FUm + F'V(M - m) = FUM = -\frac{2MUV}{U+V} \frac{dp}{dx}.$$

D'après la loi d'Avogadro, la pression osmotique a la même valeur soit pour le sel, soit pour chacun de ses ions. Donc

$$(11) \quad p = \frac{RT}{v} = CMRT,$$

R étant la constante qui convient au sel non dissocié.

$$(12) \quad \frac{dp}{dx} = MRT \frac{dC}{dx},$$

$$(13) \quad Q = -\frac{2MUV}{U+V} MRT \frac{dC}{dx}.$$

Égalons cette valeur de Q à la valeur (3), exprimée au moyen du coefficient de diffusion D . Il en résulte

$$(14) \quad D = 1000 \frac{2UV}{U+V} MRT.$$

Nous savons déterminer les vitesses absolues v et u que prennent les ions pour une concentration de un ion-gramme par centimètre cube, quand ces vitesses sont produites par l'action d'un courant dont la force électromotrice éprouve une chute d'une unité électromagnétique C.G.S. par centimètre (¹). Ces vitesses sont respectivement proportionnelles à V et à U . On peut donc écrire

$$(15) \quad D = 1000 \frac{2uv}{u+v} \frac{V}{v} MRT.$$

Il faut déterminer le rapport $\frac{V}{v} = \frac{U}{u}$.

Une chute de potentiel d'une unité électromagnétique par centimètre correspond à un champ électrostatique de $\frac{1}{3 \cdot 10^{10}}$. D'autre part, la charge d'un ion-gramme est de 9600 unités électromagnétiques ou $3 \cdot 10^{10} \cdot 9600$ unités électrostatiques. La force électrostatique évaluée en dynes est donc

$$\frac{1}{3 \cdot 10^{10}} \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 9600 = 9600.$$

Le rapport $\frac{U}{u}$ est donc

$$(16) \quad \frac{U}{u} = \frac{1}{9600},$$

$$(17) \quad D = \frac{2\nu}{u + \nu} u \frac{1}{9600} \text{MRT} \cdot 10^3 = 2(1 - n) u \frac{1}{9600} \text{MRT} \cdot 10^3.$$

n est le nombre de transport de Hittorf (1).

Pour un gaz dont le volume atomique est 2, MR est une constante

$$\text{MR} = \frac{2 \cdot 1033 \cdot 981}{273 \cdot 0,0000896}.$$

Il en est de même de MRT pour une température invariable, de 18° par exemple, à laquelle se rapportent les mesures de n et celles de u , déduites des expériences de Hittorf ainsi que les mesures de conductivité de M. Kohlrausch.

$$\text{MRT} = 2,40 \cdot 10^{10};$$

$$D = 2(1 - n) u \cdot 2,50 \cdot 10^9.$$

Proposons-nous, par exemple, de calculer la vitesse de diffusion de l'acide chlorhydrique dans l'eau. Pour ce gaz, on a

$$1 - n = \frac{54}{272 + 54} = 0,166.$$

La vitesse u de l'ion hydrogène est (2)

$$u = 3,01 \cdot 10^{-14},$$

$$D = 2,489 \cdot 10^{-5}.$$

(1) Voir 2° Supplément, p. 66.

(2) *Ibid.*, p. 69.

D'après les expériences de Graham (1) le coefficient de diffusion de l'acide chlorhydrique mesuré à 5° serait $2,02 \cdot 10^{-5}$. Ramené à 18°, il serait (2) 2,42. L'accord est frappant, eu égard au nombre et à l'incertitude des données employées pour le calcul.

DIFFÉRENCE DE POTENTIEL ENTRE DEUX DISSOLUTIONS D'UN MÊME ÉLECTROLYTE. — Considérons deux dissolutions d'un même électrolyte, différemment concentrées mais entièrement dissociées. La formule (8) du paragraphe précédent peut s'écrire

$$\frac{dP}{dx} = - \frac{1}{CNe} \frac{u-v}{u+v} \frac{dp}{dx} = - \frac{MRT}{9600} (2n-1) \frac{1}{C} \frac{dC}{dx}.$$

Intégrée entre des limites convenables, elle donne, pour la différence de potentiel entre deux dissolutions de concentration C_1 et C_2 ,

$$P_2 - P_1 = \frac{MRT}{9600} (2n-1) \log \frac{C_2}{C_1}.$$

Cette différence de potentiel se trouve ainsi exprimée en unités absolues électromagnétiques.

La différence de potentiel cherchée est nulle pour $u = v$, c'est-à-dire pour $n = 0,5$; c'est ce que j'ai appelé autrefois l'*électrolyse normale*. Ce cas est sensiblement réalisé par les sels neutres d'acides et de bases forts, chlorure de potassium par exemple. L'expérience montre, en effet, que la force électromotrice de contact entre deux sels neutres (3) est très sensiblement nulle.

Considérons maintenant deux dissolutions d'acide chlorhydrique et supposons le rapport $\frac{C_2}{C_1}$ des deux concentrations égal à 10. On aura à 18°

$$P_2 - P_1 = - 2,50 \cdot 10^6 \cdot 0,668 \log 10 = - 3,86 \cdot 10^6$$

(1) Voir t. I, 2^e fasc., p. 87.

(2) En admettant que le coefficient de diffusion varie, avec la température, proportionnellement à la conductivité électrique.

(3) Voir t. IV, 2^e fasc., p. 360.

ou, en volts,

$$P_1 - P_2 = 0^{\text{volt}},0384.$$

On voit que ces forces électromotrices sont encore bien faibles.

DIFFÉRENCE DE POTENTIEL AU CONTACT DE DEUX ÉLECTROLYTES DIFFÉRENTS. — Des raisonnements analogues à ceux dont nous venons de faire usage permettront de calculer la différence de potentiel au contact de deux électrolytes différents : soient par exemple deux dissolutions très étendues d'acide chlorhydrique et de bromure de lithium.

En vertu de la différence de vitesse des ions, il passera de la première dissolution à la seconde plus d'ions hydrogène que d'ions chlore, et, de la seconde à la première, plus d'ions brome que d'ions lithium. Ces deux actions concordent, dans le cas considéré, pour charger positivement la deuxième dissolution. Ce cas a été traité par M. Planck (1).

Il ne faut pas confondre les forces électromotrices de contact dont nous nous occupons ici avec les forces électromotrices des piles formées en plongeant deux lames d'un même métal dans les deux dissolutions. Alors interviennent en effet les forces électromotrices entre métal et liquide, dont nous allons avoir à nous occuper.

GRANDEUR DU PHÉNOMÈNE DE HALL DANS LES ÉLECTROLYTES. — Rappelons que le phénomène de Hall (2) consiste en une rotation qu'éprouvent, sous l'influence d'un champ magnétique, les lignes de flux d'un courant, traversant une lame métallique. Nous avons signalé, en leur lieu, des expériences de M. Bagard (3), d'où ce savant a cru pouvoir conclure que le phénomène de Hall se produit dans les électrolytes.

La théorie des ions permet, en effet, de prévoir l'existence

(1) *Wied. Ann.*, t. XL, 1890, p. 361.

(2) *Voir* t. IV, 3^e fasc., p. 414.

(3) *Voir* 2^e Supplément, p. 94.

du phénomène de Hall dans les électrolytes et même de déterminer la grandeur de la rotation des lignes de flux (1).

Si un électrolyte parcouru par un courant uniforme est soumis à un champ magnétique de direction Oy normale à la direction Ox du courant, l'action électromagnétique tend à dévier les ions dans une direction Oz normale à Oy et à Ox . D'après la règle d'Ampère, les ions des deux signes sont soumis à des forces électromagnétiques égales en grandeur et en direction, mais qui, en vertu de l'inégale mobilité de ces ions, leur communiqueront des vitesses inégales dans le rapport de u à v . De là résulte, par le mécanisme indiqué ci-dessus, la production d'une différence de potentiel dirigée suivant Oz et capable de rétablir exactement l'égalité des vitesses.

Soit P le potentiel électrostatique. La force qui sollicite l'unité d'électricité dans le sens Ox est $-\frac{\partial P}{\partial x}$. Dans le sens Oz , une demi-unité d'électricité, transportée par les ions positifs, est soumise à une force électromagnétique $-\frac{1}{2}Hu\frac{\partial P}{\partial x}$, une demi-unité transportée par les ions négatifs à $-\frac{1}{2}Hv\frac{\partial P}{\partial x}$. La force antagoniste $-\frac{dP}{dz}$ doit équilibrer leur différence. On a donc

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{1}{2}H(u-v)\frac{\partial P}{\partial x}.$$

La tangente de l'angle dont tourneront les lignes de flux, sous l'influence du champ magnétique, est donc

$$\text{tang } \varphi = \frac{\frac{\partial P}{\partial z}}{\frac{\partial P}{\partial x}} = \frac{1}{2}H(u-v),$$

et peut être calculée *a priori*. L'ordre de grandeur de la rotation ainsi prévue est un million de fois inférieur à celui qui a

(1) DONNAN, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVI, novembre 1898, p. 465.

été obtenu expérimentalement par M. Bagard. Ce savant a probablement eu affaire à un phénomène différent de celui qui nous occupe.

THÉORIE DE NERNST. TENSION DE DISSOLUTION. — Aux hypothèses qui sont à la base de la théorie des ions, et dont nous avons fait usage jusqu'ici, M. Nernst en ajoute une nouvelle, relative à la constitution des métaux et à leurs rapports avec les électrolytes (1).

Nous admettons, avec M. Nernst, que les métaux contiennent des ions positifs et des ions négatifs *libres* et qui sont en même nombre dans le métal à l'état neutre. Mais M. Nernst suppose que le métal est susceptible de faire échange avec les électrolytes d'ions positifs seulement.

La tendance du métal à fournir au liquide des ions positifs est analogue à celle que possèdent beaucoup de corps solides de fournir à un liquide, non des ions d'un seul signe, mais des ions des deux signes en nombre égal (molécules dissociées des dissolutions salines étendues) ou des molécules non dissociées (dissolution des non-électrolytes). C'est pourquoi M. Nernst étend le nom et la conception de *dissolution* au cas des métaux en présence des électrolytes. Il désigne la tendance en question sous le nom de *tension de dissolution* (*Lösungstension*). C'est une propriété spécifique du couple métal-liquide, susceptible de varier dans des limites très larges, suivant la nature des deux substances.

Examinons les conséquences de l'hypothèse de M. Nernst. Supposons, par exemple, que l'électrolyte ne contient pas du tout les ions du métal. Le métal se dissoudra, c'est-à-dire fournira au liquide des ions positifs. Raisonnant comme nous l'avons fait pour la diffusion des électrolytes, nous voyons que, dès que le métal aura fourni des ions au liquide, celui-ci se trouvera électrisé positivement et le métal négativement.

(1) Voir en particulier la Chimie théorique de Nernst (*Theoretische Chemie*, dritte Auflage, Stuttgart, 1900, p. 662-683), où la théorie de Nernst et ses conséquences sont exposées systématiquement d'une manière très simple.

Les ions positifs contenus dans le liquide seront donc attirés vers le métal et les ions négatifs du métal qui, par hypothèse, ne peuvent passer dans le liquide, seront aussi attirés vers la surface de contact. Il se produira un champ électrique dont l'action, de sens contraire à la tension de dissolution, pourra l'équilibrer dès qu'une quantité d'ions suffisante sera passée du métal au liquide. D'ailleurs, la masse d'ions nécessaire pour créer le champ électrique antagoniste sera toujours très faible, eu égard à la grandeur de la charge que ces ions portent avec eux ou, si l'on veut, à leur énorme capacité électrique.

On voit que la théorie de Nernst interprète la production d'une couche double à une surface de contact métal-électrolyte, comme nous avons interprété, toujours d'après le même auteur, la production de la couche double à la surface de contact de deux électrolytes.

Helmholtz ⁽¹⁾ considérait l'existence de la couche double comme un pur fait d'expérience, ou se bornait à admettre, pour l'expliquer, une différence d'attractions exercées par la matière pondérable sur les deux sortes d'électricité. En invoquant l'existence d'une tension de dissolution ou d'un équilibre entre les ions du métal et du liquide, M. Nernst revient, en somme, à la même idée primordiale, mais sous une forme plus explicite qui nous permet, en quelque sorte, d'assister à la formation de la couche double, sous l'action combinée des pressions osmotiques et des forces électriques.

Dans les idées de M. Nernst, *il n'y a aucune différence de potentiel au contact entre un métal et un électrolyte*, en dehors de celle qui s'établit par l'échange d'ions dont nous venons de parler et d'où résulte, comme nous le verrons ci-dessous, la force électromotrice. La distinction habituelle entre les valeurs de la différence de potentiel à une surface de contact et de la force électromotrice à cette même surface de contact cesse d'exister, tout au moins quand il s'agit de la surface de contact d'un métal et d'un électrolyte ou de celle de deux électrolytes.

(¹) Voir t. IV, 1^{er} fasc., p. 359.

LA PRÉCIPITATION DES MÉTAUX. — Deux cas différents peuvent se présenter, suivant la grandeur des tensions de dissolution qui entrent en jeu. Ou bien la dissolution du métal A, employé à l'état solide, se limite par un équilibre déterminé entre ses ions et les ions du métal B déjà contenu dans l'électrolyte. Alors la quantité du métal A dissoute est extrêmement faible. C'est ce qui arrive avec la plupart des métaux dits nobles : platine, or, argent, etc. Ou bien l'équilibre entre les deux sortes d'ions ne s'établit pas, et les charges électrostatiques deviennent assez grandes pour appeler les ions B du liquide à la surface du métal A en quantité telle que la tension de dissolution de B se trouve surpassée. Alors les ions B abandonnent leur charge et repassent à l'état de matière ordinaire. Le métal B de la liqueur est précipité par le métal A, qui se dissout à sa place, jusqu'à l'éliminer presque complètement. Alors seulement l'équilibre peut s'établir, d'après les tensions de dissolution des deux métaux A et B. C'est ce qui arrive quand on plonge une électrode de fer dans un sel de cuivre. La quantité infime de cuivre qui restera dans la liqueur sera précisément celle qui se serait dissoute si l'on avait plongé une électrode de cuivre dans le sel de fer.

Rien ne nous renseigne *a priori* sur la grandeur des tensions de dissolution, c'est-à-dire sur la manière dont l'équilibre s'établira.

CALCUL DES FORCES ÉLECTROMOTRICES. — Nous considérons le cas où l'équilibre est possible.

Soit P la pression osmotique des ions du métal A qui correspond à la saturation de l'électrolyte par rapport à ces ions, c'est-à-dire qui équilibre la tension de dissolution du métal.

Si l'électrolyte contient déjà les ions A à une concentration moindre, leur pression osmotique p étant inférieure à P , le métal A continue à se dissoudre et se charge négativement. L'équilibre s'établira pour un certain excès du potentiel du liquide par rapport à celui du métal.

Si la pression osmotique p est supérieure à P , c'est, au

contraire, le liquide qui fournira des ions positifs au métal; quand l'équilibre sera établi, le potentiel du métal sera supérieur à celui du liquide. Enfin, si $p = P$, le métal et le liquide se trouvent d'eux-mêmes en équilibre. Il ne se produit aucune différence de potentiel entre le métal et le liquide.

Pour évaluer la différence de potentiel P , il suffit d'exprimer que le travail des forces électriques est égal à la diminution de l'énergie libre ou égal et de signe contraire au travail des pressions osmotiques.

En d'autres termes, on peut considérer le cycle isotherme suivant :

1° n ions positifs passent du métal au liquide sous la pression osmotique p initiale, qui correspond à une différence de potentiel nulle entre le métal et le liquide, tous les deux primitivement à l'état neutre;

2° On amène ensuite les ions de la pression p à la pression P , par exemple en enlevant une quantité convenable de liquide à travers une paroi semi-perméable, hors de la présence de l'électrode métallique;

3° Enfin on fait passer les n ions du liquide au métal sous la pression osmotique P et sous la différence de potentiel E correspondant à l'équilibre. Le cycle est fermé et la somme des travaux mécaniques doit être nulle.

Or, dans la première opération, le travail des forces électriques est nul, puisque les n ions ne sont soumis à l'action d'aucune différence de potentiel.

Dans la seconde opération, le travail des forces osmotiques est, en désignant par m la masse d'un ion,

$$nmRT \log \frac{P}{p}.$$

Supposons que la masse nm est égale à un ion-gramme. M désignant la masse atomique du métal, ce travail est alors

$$MRT \log \frac{P}{p}.$$

Enfin, dans la troisième opération, le travail des forces

électriques est $-9600E$. On a donc, en définitive,

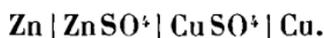
$$\text{MRT} \log \frac{P}{p} - 9600E = 0.$$

$$(1) \quad E = \frac{\text{MRT}}{9600} \log \frac{P}{p}.$$

Cette formule indique une force électromotrice croissant sans limites, quand la pression osmotique p des ions du métal existant primitivement dans le liquide tend vers zéro.

En réalité, il faut que le rapport $\frac{P}{p}$ soit extrêmement grand pour que la force électromotrice E atteigne l'ordre du volt. Nous ne savons rien des propriétés des dissolutions indéfiniment étendues; il est vraisemblable que les lois empiriques de la pression osmotique cessent d'être applicables et la formule (1) perd alors toute signification.

THÉORIE DE LA PILE. — Considérons, par exemple, une pile de Daniell



La pression de dissolution P_1 du zinc est supposée supérieure à la pression osmotique p_1 d'une dissolution, même saturée, de sulfate de zinc; la pression P_2 relative au cuivre, inférieure à la pression osmotique p_2 d'une dissolution de sulfate de cuivre, même fort étendue. Cela posé, le zinc fournira des ions zinc à la dissolution de sulfate, le sulfate de cuivre des ions cuivre à l'électrode de cuivre. Le cuivre se chargera donc positivement, le zinc négativement, et il se formera, à la surface des électrodes, des couches doubles qui arrêteront bientôt le double échange d'ions. La pile étant isolée, il s'établira ainsi entre les électrodes une différence de potentiel fixe E .

Si l'on réunit métalliquement les électrodes, les électricités libérées se réuniront à mesure, par conduction métallique, et les couches doubles, appauvries, se reformeront sans cesse,

d'où production d'un courant continu. Si la résistance totale du circuit est suffisamment grande et si les deux dissolutions ne sont pas par trop étendues, la rapidité de réparation de la couche double sera suffisante pour que la force électromotrice de la pile, en circuit fermé, se confonde très sensiblement avec la différence de potentiel ou force électromotrice à circuit ouvert. Dans le cas contraire, la dissolution de sulfate de cuivre s'appauvrissant et celle de sulfate de zinc s'enrichissant trop vite, la force électromotrice et la résistance intérieure de la pile se modifieront l'une et l'autre jusqu'à ce qu'un régime permanent s'établisse.

Pour calculer la force électromotrice E de la pile, il faudrait connaître P_1 et P_2 ; on connaît d'ailleurs p_1 et p_2 qui correspondent aux concentrations actuelles C_1 et C_2 des deux liqueurs. Nous pouvons négliger la force électromotrice de contact des deux sulfates, presque rigoureusement nulle (¹), et nous avons en définitive, pour représenter la force électromotrice de la pile, l'expression

$$E = \frac{MRT}{9600} \left(\log \frac{P_1}{p_1} - \log \frac{P_2}{p_2} \right).$$

Mais cette formule n'offre qu'un intérêt purement théorique, puisque les pressions osmotiques d'équilibre P_1 et P_2 sont inconnues et se trouvent en dehors des limites d'observation réalisables.

PILES DE CONCENTRATION. — Toutefois, le calcul numérique devient possible si nous supposons les deux métaux identiques et s'ils plongent dans des dissolutions inégalement concentrées d'un sel du même métal (piles de concentration) (²).

En ce cas, nous n'avons plus le droit de faire abstraction de la force électromotrice de contact des deux dissolutions.

(¹) Voir ci-dessus, p. 187.

(²) Voir ci-dessus, p. 152 à 155, la théorie et les formules de Helmholtz pour les piles de concentration.

La force électromotrice totale est

$$\begin{aligned} E &= \frac{\text{MRT}}{9600} \left(\log \frac{p_2}{p_1} + \frac{u - v}{u + v} \log \frac{C_1}{C_2} - \log \frac{P}{p_2} \right) \\ &= \frac{\text{MRT}}{9600} \left\{ \log \frac{P_2}{p_1} + \frac{u - v}{u + v} \log \frac{C_1}{C_2} \right\}. \end{aligned}$$

La pression osmotique d'équilibre P s'élimine. D'ailleurs, on peut remplacer le rapport des pressions osmotiques p par celui des concentrations C correspondantes, et il vient simplement

$$E = - \frac{2v}{u + v} \frac{\text{MRT}}{9600} \log \frac{C_1}{C_2}.$$

Soient, par exemple, deux électrodes d'argent dans des dissolutions de nitrate d'argent de concentrations égales à 0,1 et 0,01 molécule-gramme par litre (1). Le rapport $\frac{v}{u + v}$ est égal à 0,527 et l'on trouve, tous calculs faits, $E = 0^{\text{volt}}, 0608$. L'expérience a donné $0^{\text{volt}}, 055$, nombre qu'il faudrait porter à $0^{\text{volt}}, 057$, pour tenir compte de ce que, dans les dissolutions dont il s'agit, la dissociation ne peut être considérée comme absolument complète. La concordance est donc satisfaisante.

Si, par un procédé quelconque, on parvient à rendre la concentration C_2 négligeable, la force électromotrice de la pile de concentration augmentera beaucoup. Ainsi la pile



(dans laquelle les dissolutions de chlorure de potassium et de nitrate d'argent ont respectivement des concentrations de 1 et 0,1 molécule-gramme par litre) a une force électromotrice de $0^{\text{volt}}, 51$, qu'elle doit à la concentration extraordinairement petite des ions argent au contact de la pâte de chlorure d'argent imprégnée de chlorure de potassium. La présence de ce dernier sel, d'après ce qui a été établi anté-

(1) Voir OSTWALD, *Theoretische Chemie*, 3^e édition, p. 66g.

rieurement (1), fait en effet rétrograder la solubilité, déjà très faible par elle-même, du chlorure d'argent et, par conséquent, annule presque la concentration des ions argent libres dans cette liqueur.

Tous les expérimentateurs qui ont fait usage d'un électromètre capillaire ont observé l'extraordinaire instabilité de cet instrument, quand on essaie de mesurer la force électromotrice d'un système contenant une dissolution par trop étendue (de l'eau distillée, par exemple, ou encore une dissolution d'un sel alcalin) en présence d'une électrode de platine. Des traces imperceptibles du métal dissous doivent en effet produire des variations extraordinaires de la force électromotrice, et, par suite, les causes accidentelles les plus légères, telles que la présence de traces d'oxygène en dissolution, manifestent leur intervention par des mouvements désordonnés de la colonne mercurielle.

PILES A GAZ. — Une électrode de platine saturée d'hydrogène ou d'oxygène est assimilée, par M. Nernst, à une électrode d'hydrogène ou d'oxygène purs.

Si l'on admet que les formules précédentes sont encore applicables à de telles électrodes, on aura, pour exprimer la force électromotrice d'une pile à gaz, la formule

$$E = \frac{R_H T}{9600} \left(\log \frac{C}{C'} - \frac{1}{2} \log \frac{C_1}{C'_1} \right) = \frac{1}{2} \frac{R_H T}{9600} \log \frac{C^2 C'_1}{C'^2 C_1},$$

dans laquelle R_H se rapporte à l'hydrogène; C représente la concentration qui correspond à la pression P de dissolution de l'électrode d'hydrogène, C_1 a le même sens pour l'électrode d'oxygène, enfin C'_1 et C'_2 sont les concentrations effectives des ions hydrogène et oxygène dans l'électrolyte qui baigne les lames.

Si l'on considère une dissolution très étendue d'un électrolyte qui n'apporte dans la liqueur ni ions H , ni ions O , ni ions OH (sels neutres), les valeurs de C'_1 et de C'_2 sont les

(1) Voir ci-dessus, p. 176-177.

mêmes que dans l'eau pure, et si l'on admet que C et C₁ ne changent pas non plus, la force électromotrice de la pile à gaz se trouvera indépendante de la nature de l'électrolyte dissous. On constate en effet qu'elle s'écarte toujours assez peu de 1,08 volt.

Il n'en est plus de même si l'électrolyte dissous apporte des ions H (dissolutions acides) ou des ions OH (dissolutions basiques). Deux électrodes identiques de platine hydrogéné, plongées respectivement dans une dissolution acide et dans une dissolution alcaline, donnent une force électromotrice de 0,8 volt.

Deux lames de platine pur, plongeant respectivement dans une dissolution oxydante et dans une dissolution réductrice, posséderont des propriétés plus ou moins voisines de celles de la pile à gaz oxygène et hydrogène.

THÉORIE DE L'ÉLECTROLYSE. — Soit une auge électrolytique pourvue de deux électrodes inattaquables. Dès qu'on introduit, de l'extérieur, une force électromotrice entre les deux électrodes, les anions du liquide s'accumulent à l'anode, les cations à la cathode. Leurs charges produisent des forces électromotrices de polarisation croissantes jusqu'à ce que l'électrolyse franche commence, c'est-à-dire jusqu'à ce que les produits libres de l'électrolyse apparaissent aux électrodes.

Les électrodes ainsi modifiées par un dépôt métallique ou par un dégagement de gaz doivent être considérées comme *de nouvelles électrodes*, possédant des pressions de dissolution propres. On pourra, comme pour la pile à gaz, représenter leur force contre-électromotrice par une formule additive

$$E = \frac{MRT}{9600} \left\{ \log \frac{C_1}{C'_1} - \log \frac{C_2}{C'_2} \right\}.$$

En général une dissolution contient plusieurs espèces d'anions et de cations (par exemple ceux du sel dissous et ceux de l'eau). L'électrolyse se produira aussitôt que la force électromotrice sera assez grande pour libérer un anion et un

cation, quels qu'ils puissent être, parmi ceux que contient la liqueur.

Suivant la grandeur des pressions de dissolution, tel ou tel métal se précipitera le premier d'un mélange de sels de métaux différents.

Le Tableau suivant, emprunté au *Traité de Chimie théorique* de Nernst, et dressé d'après des données purement empiriques, permettra de se rendre compte de la grandeur des forces électromotrices à employer pour produire diverses électrolyses. Les nombres fournis pour l'anion et le cation sont exprimés en volts et se rapportent aux concentrations normales (une molécule-gramme par litre) (1).

Puisqu'il s'agit de *différences* à évaluer et qu'on ne peut mesurer que des différences, il est loisible de faire conventionnellement égal à zéro le terme qui se rapporte à un anion ou à un cation choisi à volonté. On a fait égal à zéro le terme relatif à l'hydrogène. Pour faire usage du Tableau, il faut retrancher le nombre relatif à l'anion du sel, *pris avec son signe*, du nombre relatif au cation :

Cations.		Anions.	
Mg.....	+1,482	I.....	-0,520
Al.....	+1,276	Br.....	-0,993
Mn.....	+1,075	O.....	-1,08
Zn.....	+0,770	Cl.....	-1,417
Cd.....	+0,420	OH.....	-1,68
Fe.....	+0,344	SO ⁴	-1,9
Co.....	+0,232	HSO ⁴	-2,6
Ni.....	+0,228		
Pb.....	+0,151		
H.....	0,000		
Cu.....	-0,329		
Hg.....	-0,753		
Ag.....	-9,771		

Ainsi la force électromotrice nécessaire pour décomposer le bromure de cadmium sera de

$$0,420 + 0,993 = 1,413 \text{ volt.}$$

(1) NERNST, d'après Wilsmore, *Theoretische Chemie*, 3^e édition, p. 675.

Pour décomposer l'acide chlorhydrique il faudra

$$0,0000 + 1,417 = 1,417 \text{ volt } (^1).$$

D'autre part, la force électromotrice d'un élément Daniell sera

$$0,770 + 0,329 = 1,099 \text{ volt};$$

celle d'un élément zinc-cadmium,

$$0,770 - 0,420 = 0,350 \text{ volt.}$$

Ce Tableau peut encore être utilisé au point de vue chimique. Un métal A ne pourra en précipiter un autre B de sa dissolution, si le métal B n'est placé après A dans la liste des cations. Ainsi le fer précipite les sels de cuivre; mais le cuivre ne précipite pas les sels de zinc. De même le chlore déplacera le brome et l'iode, mais ne sera pas déplacé par eux.

Enfin le zinc pourra déplacer l'hydrogène, de l'acide sulfurique étendu, en produisant du sulfate de zinc.

Pour employer le Tableau ci-dessus avec des concentrations autres que celle d'une molécule-gramme par litre, il faut joindre fictivement au système étudié celui de une ou de deux piles de concentration.

Soit par exemple à trouver la force électromotrice d'un Daniell dans lequel la concentration du sulfate de cuivre serait de $\frac{1}{10}$ de molécule-gramme. La force électromotrice sera la somme de celle que nous avons calculée 1,099 volt et de celle d'une pile de concentration cuivre-sulfate de cuivre, avec des concentrations de 1 et 0,1 molécule-grammes par litre.

PARTICULARITÉS DU PHÉNOMÈNE DE LA POLARISATION. — Les calculs de Nernst, tout comme ceux de Helmholtz, supposent la réversibilité absolue des phénomènes. On ne peut dire cependant que, prise dans son idée essentielle, la théorie de Nernst

(¹) Appliqué aux iodures de mercure et d'argent, le Tableau conduirait à cette conclusion absurde que leur électrolyse serait une *source* d'énergie. Mais il faut remarquer que ces sels, à peu près insolubles, ne peuvent subsister à la concentration de une molécule-gramme par litre.

soit incompatible avec les expériences de M. Bouty ou de M. Rothé.

Si les métaux ont une tension de dissolution dans les électrolytes, d'où résulte un équilibre de saturation, on ne voit pas pourquoi il ne s'établirait pas aussi un équilibre de saturation de l'électrode par les ions du liquide. Soit une électrode de mercure, métal susceptible de dissoudre en assez forte proportion à peu près tous les autres métaux; l'équilibre exigera non seulement que du mercure entre en dissolution dans le liquide électrolytique, mais encore que le métal amené à la cathode, sous forme de cations, se dissolve dans le mercure. Cette dissolution sera réglée par une pression de saturation, fonction de la densité des cations à la surface de l'électrode, c'est-à-dire de la force électromotrice de polarisation produite. De là l'effet de volume découvert par M. Rothé.

Dans le cas du platine, ou d'autres métaux solides, on admettra qu'il se forme des dissolutions solides. Mais ici, la diffusion de l'élément dissous au sein du métal solide se faisant avec une difficulté beaucoup plus grande que dans le mercure liquide, l'effet de volume sera plus difficile à mettre en évidence, et les résidus à longue période prendront une importance plus considérable.

En résumé, la théorie de Nernst se montre assez élastique pour interpréter quelques-uns des phénomènes qu'elle n'avait pu faire prévoir. Elle constitue un progrès réel pour l'interprétation de tous les phénomènes qui se rattachent à l'électrolyse.



IONISATION.

CHAPITRE IX.

CONDENSATION DE LA VAPEUR D'EAU AUTOUR DE NOYAUX ÉLECTRISÉS.

Comment se produit la condensation d'une vapeur. — Expériences de Reinold et Rucker. — Équilibre d'une goutte liquide électrisée. — Expériences de R. von Helmboltz. — Expériences de C.-T.-R. Wilson. — Influence des poussières. — Marche d'une expérience. — Existence de centres chargés ou *ions* dans l'air normal. — Différence de propriétés des ions des deux signes. — Détermination du nombre absolu des ions dans un centimètre cube.

COMMENT SE PRODUIT LA CONDENSATION DE LA VAPEUR. — Nous avons défini, pour un liquide à une température donnée, la pression de saturation ⁽¹⁾. C'est la pression pour laquelle la vapeur du liquide se trouve en équilibre avec une masse liquide terminée par une surface plane.

Nous avons d'ailleurs reconnu qu'en vertu de la tension superficielle ⁽²⁾, la pression de la vapeur, en équilibre avec une goutte liquide de rayon α , est d'autant plus grande que la goutte est plus petite et croît indéfiniment si l'on suppose que, la tension superficielle demeurant constante, le rayon α décroisse indéfiniment.

Dans ces conditions, il paraît impossible que de la vapeur

⁽¹⁾ Voir t. II, 1^{er} fasc., p. 187.

⁽²⁾ Voir t. I, 2^e fasc., p. 72.

puisse se condenser hors de la présence de gouttes liquides déjà formées, à moins que des forces d'une autre espèce n'entrent en jeu pour diminuer ou compenser partiellement l'effet des forces capillaires.

Il est vrai que la tension superficielle ne peut atteindre sa valeur normale qu'à partir d'un certain rayon minimum α_0 dépendant du rayon d'activité moléculaire, et que la tension superficielle doit tendre vers zéro avec le rayon. Un certain degré de sursaturation sera cependant nécessaire pour qu'une goutte d'eau puisse *se former et grossir* jusqu'à un diamètre appréciable.

EXPÉRIENCES DE REINOLD ET RUCKER (¹). — Ce que nous savons actuellement de la variation de la tension superficielle avec l'épaisseur se déduit d'expériences très soignées dues à MM. Reinold et Rücker.

Les lames liquides étudiées par ces physiciens étaient cylindriques. Elles étaient placées verticalement à l'intérieur d'une enceinte à température constante et dont l'état hygrométrique était aussi maintenu invariable. Une lame liquide ainsi disposée s'amincit progressivement, par l'écoulement du liquide de la partie supérieure vers la partie inférieure de la lame. On voit, au bout de quelque temps, se former, à la partie supérieure, une plage noire dont l'étendue augmente progressivement; au delà apparaissent les couleurs variées des anneaux de Newton.

MM. Reinold et Rücker ont mesuré par deux méthodes différentes, l'une optique, l'autre fondée sur la mesure des conductivités électriques, l'épaisseur de la plage noire. Cette épaisseur est parfaitement uniforme sur une même lame; tandis qu'au delà de la plage noire l'épaisseur varie d'une manière continue, comme le montrent les couleurs des anneaux de Newton. De plus, on remarque que la série de ces couleurs n'est pas complète. Certaines couleurs manquent

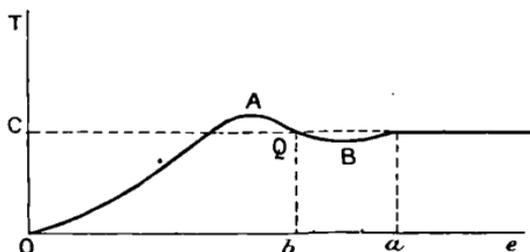
(¹) REINOLD et RUCKER, *Proceed. Roy. Soc.*, 1877; *Phil. Trans.*, Part II, 1881, 1883, 1886 et 1893; *Phil. Mag.*, t. XIX, 1885; *Wied. Ann.*, t. XLIV, 1891.

entre la plage noire et la première zone colorée, toujours séparée de la plage noire par un contour très net. Il y a donc discontinuité dans les épaisseurs de la lame; la plage noire, d'épaisseur uniforme, se raccorde directement à une région d'épaisseurs variables notablement plus grandes.

L'épaisseur de la plage noire varie, pour diverses lames, mais dans des limites très étroites ⁽¹⁾, de 7μ à 14μ . Sa valeur moyenne est de 12μ .

La manière la plus simple d'interpréter ces curieux résultats consiste à admettre, pour la variation de la tension superficielle T avec l'épaisseur e , une loi représentée par la figure 59. La tension superficielle croîtrait d'abord avec

Fig. 59.



l'épaisseur, passerait par un maximum en A, décroîtrait ensuite jusqu'à un minimum en B, pour se fixer enfin à une valeur constante. Celle-ci serait atteinte, pour une épaisseur $Oa = a_0$, comprise entre 45μ et 96μ . La plus petite épaisseur de la région bordant la plage noire serait a_0 ; l'épaisseur de la plage noire serait Ob , et correspondrait à une valeur $OC = A$ de la tension superficielle égale à celle qui convient aux grandes épaisseurs. Le point Q correspondant de la courbe serait situé sur la région où la tension superficielle décroît quand l'épaisseur augmente.

La position du point Q rend compte de la stabilité de la plage noire et de l'instabilité de couches liquides dont l'épaisseur serait comprise entre Oa et Ob . Celles-ci ne

⁽¹⁾ Le symbole μ désigne le millième du micron μ ou un millionième de millimètre.

pourraient évidemment subsister entre deux plages, l'une plus mince, l'autre plus épaisse, et douées toutes deux d'une tension superficielle supérieure à celle de la plage intermédiaire.

ÉQUILIBRE D'UNE GOUTTE ÉLECTRISÉE. — D'après ce qui précède, on peut concevoir qu'une goutte liquide dont le rayon serait de l'ordre de 12^{μ} se trouve en équilibre avec une goutte d'un diamètre beaucoup plus grand; la formation de ces gouttes imperceptibles dans une vapeur homogène cesse de paraître impossible.

Avant de discuter plus à fond cette conception, nous allons considérer une goutte d'eau de rayon a possédant une charge électrique fixe e . Nous supposerons d'abord cette goutte assez grosse pour que la tension superficielle ait acquis la valeur constante A correspondant aux grandes épaisseurs. La goutte est en suspension dans une atmosphère de vapeur d'eau à une pression p quelconque.

L'énergie que possède la sphère de rayon a , en vertu de la tension superficielle ⁽¹⁾, est $4\pi a^2 A$ et croît indéfiniment avec le rayon a , tandis que l'énergie électrique ⁽²⁾ $\frac{1}{2} \frac{e^2}{a}$, correspondant à une charge e fixe, décroît. Donc, si l'on donne au rayon d'une goutte un accroissement virtuel très petit, les énergies communiquées à la goutte en vertu de la tension superficielle et de l'électrisation varient en sens inverse. Pour une valeur convenable du rayon donnée par la relation

$$d\left(4\pi a^2 A + \frac{1}{2} \frac{e^2}{a}\right) = 0,$$

la variation virtuelle d'énergie sera nulle, c'est-à-dire que la goutte liquide sera en équilibre avec la vapeur sous la pression P de saturation, comme si la tension superficielle et l'électrisation n'existaient pas. Ainsi cette goutte liquide

⁽¹⁾ Voir t. IV, 1^{er} fasc., p. 269.

⁽²⁾ Voir t. I, 2^o fasc., p. 8.

pourra subsister en présence d'une surface liquide plane non électrisée.

Nous pouvons, sans plus de difficulté, déterminer la condition de l'équilibre d'une goutte électrisée avec de la vapeur à une pression p différente de la pression de saturation. Nous avons, pour cela, à exprimer que la variation virtuelle d'énergie correspondant à une variation infiniment petite du rayon de la goutte est nulle; mais nous devons faire entrer en ligne de compte la variation d'énergie correspondant au passage de la vapeur d'eau condensée sur la goutte, depuis la pression P de saturation jusqu'à la pression p ⁽¹⁾. Nous admettons, comme de coutume, que la loi de Mariotte est applicable à la vapeur.

La masse d'eau condensée est

$$\sigma d\left(\frac{4}{3}\pi a^3\right);$$

σ désigne la densité de l'eau, ρ la densité de la vapeur, dont la pression p est donnée par la formule connue

$$p = \frac{R\theta}{v} = R\theta\rho.$$

θ est la température absolue. La variation d'énergie considérée est, en valeur absolue,

$$\sigma d\left(\frac{4}{3}\pi a^3\right) \int_p^P p dv = 4\pi a^2 \sigma R\theta \log \frac{P}{p} da,$$

et l'équilibre est déterminé par l'équation

$$(1) \quad R\theta \log \frac{P}{p} = \left(\frac{2A}{a} - \frac{e^2}{8\pi a^2}\right) \frac{1}{\sigma}.$$

(1) En d'autres termes, nous considérons un cycle isotherme qui amène la quantité d'eau nécessaire à l'accroissement virtuel de la goutte, à partir d'une surface plane non électrisée. La somme des travaux virtuels doit être nulle, en vertu de l'isothermie du cycle. C'est ce qu'exprime l'équation (1).

Pour $p = P$, la valeur a_0 de a est

$$a_0 = \sqrt[3]{\frac{e^2}{16\pi A}}$$

Posons

$$\frac{a_0}{a} = x;$$

l'équation (1) peut s'écrire

$$\frac{R\theta a_0 \sigma}{2A} \log \frac{p}{P} = x(1 - x^3).$$

Il y a lieu de remarquer que le second membre, qui s'annule pour $x = 0$ et $x = 1$, présente, pour $x^3 = \frac{1}{4}$, un maximum égal à $\frac{3}{4} \sqrt[3]{\frac{1}{4}} = 0,472$. Si la valeur de p est telle que le premier membre soit supérieur à cette limite, l'équilibre est impossible et une goutte d'eau, formée dans la vapeur, croîtra indéfiniment. La condensation se produira à partir d'un degré de sursaturation $\frac{p}{P}$ donné par l'équation

$$\log \frac{p}{P} = 0,472 \frac{2A}{R\theta a_0 \sigma}.$$

Le calcul qui précède n'est applicable qu'aux gouttes de diamètre assez grand pour que la tension superficielle T possède la valeur constante A . Pour des gouttes plus petites, il faut tenir compte, dans la différenciation, de la variation de la tension superficielle T . L'équation complète est donc

$$R\theta \log \frac{p}{P} = \left(\frac{2T}{a} - \frac{e^2}{8\pi a^4} + \frac{dT}{da} \right) \frac{1}{\sigma}.$$

Dans le cas particulier où la charge est nulle, on peut satisfaire à cette équation en faisant $p = P$ et

$$\frac{dT}{da} = - \frac{T}{a}.$$

Il est clair que, sur la branche AB de la courbe représentative de la tension superficielle, sur laquelle $\frac{dT}{da}$ est négatif, il peut se trouver un point satisfaisant à cette condition. On voit donc, comme nous l'avons prévu, que des gouttes non électrisées extrêmement petites, d'un rayon convenable, peuvent se trouver en équilibre avec une surface liquide plane (1).

EXPÉRIENCES DE R. VON HELMHOLTZ. — L'influence de l'électricité sur la condensation de la vapeur d'eau a été d'abord manifestée dans de curieuses expériences de M. R. von Helmholtz (2).

Quand un jet de vapeur à haute pression jaillit au voisinage d'une pointe en relation avec une machine électrique ou avec une bobine d'induction, l'apparence du jet se modifie très sensiblement. Par exemple, si l'on projette sur un écran l'ombre du jet, on constate que celui-ci est presque transparent en l'absence de la source électrique; mais, dès que la source entre en jeu, l'opacité du jet augmente beaucoup, et l'on voit apparaître les couleurs de diffraction caractéristiques des brouillards. Ces couleurs permettent une évaluation approximative du diamètre des gouttelettes d'eau produites.

Ainsi, l'électrisation facilite, d'une manière non douteuse, la condensation de l'eau.

EXPÉRIENCE DE M. WILSON. — Le dispositif de von Helmholtz ne se prête guère qu'à des expériences qualitatives. M. C.-T.-R. Wilson (3) a effectué de vraies mesures, en déterminant le degré de sursaturation d'une vapeur et la dimension des gouttes produites.

La figure 60 représente le dispositif de M. Wilson. Un espace AB contenant un gaz est en relation avec un corps de pompe BD dans lequel se meut un piston P formé d'une

(1) Voir ci-dessus p. 204.

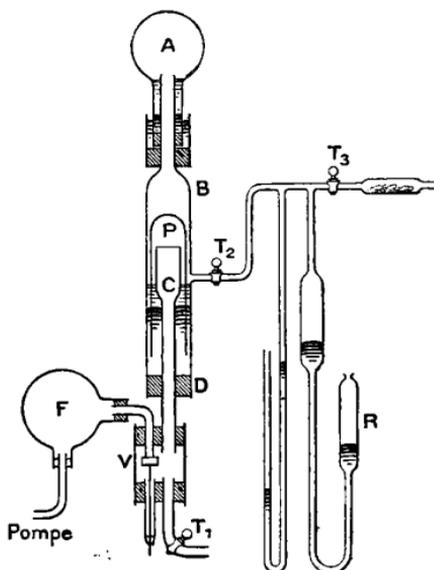
(2) R. VON HELMHOLTZ, *Wied. Ann.*, t. XXXII, 1887, p. 1.

(3) C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, t. CLXXXIX, 1897, p. 265.

éprouvette soigneusement rodée à sa base. Autour de l'éprouvette, il y a une petite quantité d'eau, destinée à produire la saturation du gaz placé dans l'espace AB.

Le piston P étant d'abord au haut de sa course, il s'agit de l'abaisser brusquement d'une quantité déterminée, de

Fig. 60.



manière à faire varier le volume initial de gaz par une détente brusque. A cet effet, l'intérieur du piston peut être mis en relation, par l'ouverture soudaine d'une valve V, avec un récipient F dans lequel on a fait le vide. Le piston descend jusqu'à ce qu'il vienne buter contre un arrêt, constitué par le bouchon de caoutchouc D. On éclaire vivement l'intérieur du ballon A et l'on observe l'effet produit.

Pour ramener le piston P dans sa position primitive, on ouvre le robinet T_1 en relation avec l'air extérieur. On peut alors recommencer l'expérience, produire à nouveau une détente égale, et ainsi de suite.

Les robinets T_2 et T_3 servent à introduire le gaz sur lequel on veut expérimenter

INFLUENCE DES POUSSIÈRES. — Quand un gaz vient d'être introduit, les premières détentes, quelque faible que soit leur amplitude, produisent toujours une condensation, due à la présence de poussières que les gouttelettes d'eau entraînent dans leur chute.

Ces poussières agissent de deux manières : 1° elles offrent à la condensation de la vapeur d'eau des parois solides de courbure relativement faible; 2° elles agissent par leur pouvoir hygrométrique, c'est-à-dire qu'elles introduisent de nouvelles forces capillaires, dans un sens qui favorise la condensation de l'eau à leur surface.

MARCHE D'UNE EXPÉRIENCE. — Les poussières étant peu à peu éliminées, par les condensations successives, bientôt une faible détente ne produit plus aucune condensation.

Nous supposons qu'on opère avec de l'air et que l'expérience est faite à la température ordinaire. Dans ces conditions apparaît le phénomène suivant. Dès que le rapport du volume final v_2 au volume initial v_1 dépasse 1,25, un petit nombre de gouttes se produisent. Ce rapport critique des volumes correspond à un degré de sursaturation S, que l'on calcule en faisant usage de la formule de la détente adiabatique,

$$(1) \quad \frac{\theta_2}{\theta_1} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\gamma-1}.$$

Soient p_1 et p_2 les pressions maximum correspondant aux températures absolues θ_1 et θ_2 ; par le fait de la détente et en supposant qu'il n'y ait pas de condensation, la pression de la vapeur d'eau prendrait une valeur P,

$$P = p_1 \frac{\theta_2}{\theta_1} \frac{v_1}{v_2},$$

et l'on a par définition

$$(2) \quad S = \frac{P}{p_2} = \frac{p_1}{p_2} \frac{v_1}{v_2} \frac{\theta_2}{\theta_1} = \frac{p_1}{p_2} \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\gamma}.$$

Connaissant le rapport $\frac{v_2}{v_1}$ et la température θ_1 de l'expé-

rience, on trouvera θ_2 , par suite ρ_2 , et enfin S. Dans les expériences de Wilson, $\frac{\nu_2}{\nu_1} = 1,25$ correspondait à $S = 4,2$.

Si, à partir de cette détente critique, on augmente progressivement $\frac{\nu_2}{\nu_1}$ et par conséquent S, le nombre de gouttes reste

stationnaire jusqu'à ce que l'on ait atteint $\frac{\nu_2}{\nu_1} = 1,38$ ou $S = 8$.

Alors le nombre des gouttes augmente brusquement; à la pluie des expériences précédentes succède un *brouillard* épais, beaucoup plus lent à se dissiper.

EXISTENCE DE CENTRES CHARGÉS OU D'IONS DANS L'AIR NORMAL.

— On peut interpréter les expériences de M. Wilson en admettant que, dans l'air normal, il existe deux sortes de centres chargés d'électricité. Leurs rayons doivent être tels qu'ils rendent compte de la condensation opérée pour des degrés de sursaturation égaux respectivement à 4,2 et à 8.

Mais, avant d'adopter une telle conclusion, il convient de voir ce qui arrive si l'on répète les mêmes expériences en produisant artificiellement, dans l'air, de nouvelles charges électriques. Les rayons de Röntgen nous en offrent précisément le moyen. On sait que, sur leur trajet, ces rayons libèrent des charges électriques égales et contraires, que l'on peut recueillir sur des conducteurs métalliques, en créant, dans le gaz, un champ électrique suffisant ⁽¹⁾.

Dirigeons un faisceau de rayons de Röntgen à travers le ballon A de l'expérience de Wilson et produisons la détente soit pendant leur passage, soit très peu de temps après. On constate que, tant que la détente est inférieure à 1,25, il ne se produit rien de nouveau. Mais, dès que cette limite est atteinte, à la pluie rare de grosses gouttes, que nous constatons hors de la présence des rayons Röntgen, succède un brouillard épais, analogue à celui que l'on n'obtenait précédemment que pour des rapports $\frac{\nu_2}{\nu_1}$ supérieurs à 1,38. Le brouillard est d'autant plus épais et, par conséquent, les

(1) Voir 2^e Supplément, p. 185 et suivantes.

gouttelettes d'eau sont d'autant plus fines, que les rayons de Röntgen sont plus intenses ou qu'ils ont cessé depuis moins de temps.

Ainsi les rayons de Röntgen produisent, en grand nombre, dans le gaz, des centres de condensation analogues à ceux qu'il ne contenait d'abord qu'en nombre infime. Il reste à savoir si ces centres de condensation sont bien réellement électrisés. S'il en est ainsi, ces centres doivent obéir aux actions électrostatiques.

Introduisons dans le ballon A deux plateaux métalliques, entre lesquels nous établirons une différence de potentiel.

Sous l'action du champ électrique, les charges de signe contraire, libérées dans le gaz, se meuvent en sens inverse; les charges positives se déplacent dans le sens du champ, les négatives dans le sens opposé. Plus le champ sera intense, plus les quantités d'électricité recueillies sur les plateaux seront considérables; et, puisque le faisceau de rayons Röntgen n'a pas varié et qu'il produit, dans le même temps, les mêmes charges, les charges présentes dans le gaz seront d'autant plus faibles que le champ sera plus intense. L'expérience montre que le brouillard de condensation est aussi de moins en moins dense.

Si, avec le même dispositif, on ne produit la détente qu'un instant après que les rayons de Röntgen ont cessé de passer, toutes les charges libérées dans le gaz ont été recueillies par les plateaux, et le brouillard fait place à la pluie rare.

Ainsi, les charges libérées dans l'air par les rayons de Röntgen paraissent constituées par un système discontinu de centres électrisés, qui se confondent avec les centres de condensation.

Les mêmes caractères essentiels se retrouvent dans toutes les expériences où l'air est rendu conducteur. On peut, par exemple, employer, à cet effet, les corps radioactifs, tels que l'uranium ou les sels de radium ⁽¹⁾, les flammes, les aigrettes électriques, l'action de la lumière ultra-violette ⁽²⁾ sur un

(1) Voir 2^e Supplément, p. 195 et suivantes.

(2) *Ibid.*, p. 162.

métal chargé négativement. Toute cause qui rend l'air conducteur et qui y libère des charges électriques agit sur la condensation d'un jet de vapeur, dans l'expérience de Helmholtz, ou sur le nuage produit dans l'expérience de M. Wilson.

Réciproquement, l'expérience de Wilson, révélant dans l'air la présence d'un petit nombre de centres de condensation analogues à ceux que les rayons de Röntgen y introduisent artificiellement, il convient de s'assurer si l'air ne présente pas une trace correspondante de conductivité.

On sait depuis longtemps qu'un corps électrisé, placé dans l'air, perd peu à peu sa charge : la déperdition correspondante avait été étudiée par Coulomb ⁽¹⁾. Ce savant expliquait le rôle de l'air, en admettant que les molécules de ce gaz sont successivement attirées et repoussées par les corps électrisés.

Les expériences plus récentes de Nahrwold ⁽²⁾ et de Narr ⁽³⁾, par exemple, avaient fait attribuer la totalité de la perte par l'air aux poussières en suspension, dont les expériences de Wilson manifestent d'ailleurs le rôle important dans la condensation de la vapeur d'eau. Mais les expériences les plus modernes ne peuvent laisser aucun doute sur l'existence d'une faible conductivité que l'air possède *normalement*, alors qu'il est totalement dénué de poussières.

Par exemple Elster et Geitel ⁽⁴⁾ ont montré que la déperdition est bien moindre dans l'air atmosphérique chargé de brouillard ou de brume que quand le temps est beau et clair; qu'elle est plus grande à de hautes qu'à de faibles altitudes, tous faits peu en harmonie avec le rôle exclusif attribué aux poussières, mais facilement explicables par une plus ou moins grande électrisation de l'air, due à la présence de centres chargés.

Nous attribuerons à ces centres le nom d'*ions*, universellement adopté aujourd'hui, malgré l'équivoque, qui peut en

⁽¹⁾ Voir t. IV, 1^{er} fasc., p. 334.

⁽²⁾ NAHRWOLD, *Wied. Ann.*, t. V, 1878, p. 460; voir *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VIII, p. 105.

⁽³⁾ NARR, *Wied. Ann.*, t. XLIV, 1891, p. 133; voir *Journal de Physique*, 3^e série, t. I, p. 546.

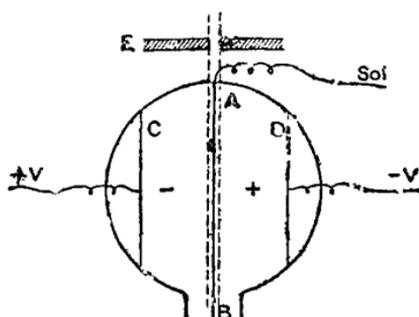
⁽⁴⁾ ELSTER et GEITEL, *Drude's Ann.*, t. II, 1900, p. 425.

résulter dans le langage scientifique. On doit bien se garder de confondre ces ions des gaz avec les ions de Faraday, introduits par l'étude de l'électrolyse (1).

DIFFÉRENCE DE PROPRIÉTÉS DES IONS DES DEUX SIGNES. — Jusqu'ici, dans les expériences de condensation, faites par exemple avec les rayons de Röntgen, nous avons en présence deux sortes de centres chargés en sens inverse, et rien ne pouvait nous faire prévoir s'il convenait d'attribuer les effets observés aux centres (ou aux ions) positifs ou négatifs.

Mais nous possédons le moyen d'éliminer les centres d'un certain signe. Voici comment a opéré M. Wilson. Le ballon A des expériences de condensation est divisé en deux par une cloison métallique verticale (fig. 61). Un écran en plomb E,

Fig. 61.



percé d'une fenêtre mince en aluminium, livre passage à des rayons de Röntgen qui ionisent le gaz de part et d'autre de la cloison. Deux plateaux métalliques C et D, portés à des potentiels égaux et contraires, sont placés chacun dans l'un des compartiments étanches déterminés par la cloison AB en relation avec le sol. Dans ces deux compartiments règnent donc des champs égaux et contraires. Les ions positifs du compartiment AC n'ayant qu'un faible parcours à faire pour atteindre la cloison, tandis que les ions négatifs en ont un beaucoup plus long pour atteindre C, le compartiment peut être considéré comme ne renfermant que des ions négatifs.

(1) Voir 2^e Supplément, p. 62, et ci-dessus, p. 169 à 190.

Pour la même raison, le compartiment AD ne renfermera que des ions positifs. Or si, dans les conditions de l'expérience, on produit une détente de 1,25, le brouillard se forme seulement du côté des ions négatifs, tandis que, si l'on élève la détente à 1,31, ce qui correspond à un degré de saturation égal à 6, la condensation se produit des deux côtés. Si l'on renverse le sens des deux champs, le côté où se produit la condensation, pour la détente de 1,25, est également changé.

Les rayons de Röntgen libèrent dans un gaz des quantités égales d'électricité des deux signes. Quel rapport y a-t-il entre le nombre des ions qui portent ces charges? Pour le savoir, il suffit d'employer une détente égale ou supérieure à 1,31 et d'observer les brouillards produits de part et d'autre, dans l'expérience précédente. On constate que les deux brouillards ont le même degré d'opacité, et qu'il faut le même temps pour que, les gouttelettes formées étant tombées, le brouillard se dissipe. Le nombre des gouttelettes est donc le même dans 1^{cm}³ de chacun des brouillards et, comme les quantités d'électricité inverses sont aussi égales, il en résulte que *les ions des deux signes portent des charges égales.*

DÉTERMINATION DU NOMBRE DES IONS DANS UN CENTIMÈTRE CUBE.

— Il est possible de déterminer en valeur absolue la charge d'un ion. Il faut pour cela mesurer, d'une part, la charge totale E portée par le gaz et, d'autre part, le nombre absolu de gouttes d'eau entre lesquelles cette charge se répartit.

On détermine expérimentalement la vitesse de chute des gouttes, en observant le mouvement, en général assez lent, de la partie supérieure du brouillard. Soit μ le coefficient de viscosité de l'air, a le rayon d'une goutte, U sa vitesse de chute, on démontre que

$$U = \frac{2}{9} \frac{ga^2}{\mu}.$$

De la mesure de U on déduit donc le rayon a .

La détermination du poids d'eau condensée exige la connaissance de la température finale θ , intermédiaire à θ_1 et à θ_2 . Soit L la chaleur latente de vaporisation de l'eau, c la cha-

leur spécifique du gaz à volume constant, P sa densité absolue. La condensation de la quantité d'eau q ayant réchauffé le gaz de θ_2 à θ , on a, pour déterminer q , la relation

$$Lq = c(\theta - \theta_2)P.$$

θ n'était pas déterminé directement; M. J.-J. Thomson l'obtient, en calculant, en fonction de θ , la densité de la vapeur non condensée, qui est la densité de la vapeur saturée à θ . Elle est représentée par une formule empirique connue. On cherche, par tâtonnements, quelle est la valeur de θ pour laquelle les deux expressions de la densité coïncident.

Connaissant q et α , on détermine le nombre N de gouttes par la formule

$$N = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi\alpha^3}.$$

Dans l'une des expériences, la vitesse de chute du brouillard était de 14^{cm} par seconde, ce qui correspond à un rayon de goutte α égal à $3,39 \cdot 10^{-4}$ ou à un volume de goutte

$$1,63 \cdot 10^{-10}.$$

La quantité d'eau déposée par centimètre cube était $4,77 \cdot 10^{-6}$, d'où le nombre de gouttes $N = 2,94 \cdot 10^4$.

Comme une condensation égale à la précédente se produit dans l'air normal, autour d'un nombre de centres beaucoup moins grand que dans l'air chargé (à l'aide de rayons Röntgen, par exemple) d'une quantité connue des deux électricités, il faut retrancher du nombre N de centres, déterminé après charge par les rayons de Röntgen, le nombre ν de centres primitivement présents dans l'air. On déterminera ν de la même manière que N .

On sait donc ainsi qu'une quantité totale d'électricité E est répartie entre $N - \nu$ centres. La charge absolue de l'un d'eux est donc $\frac{E}{N - \nu}$.

Nous verrons plus tard comment E est susceptible d'une mesure précise.



CHAPITRE X.

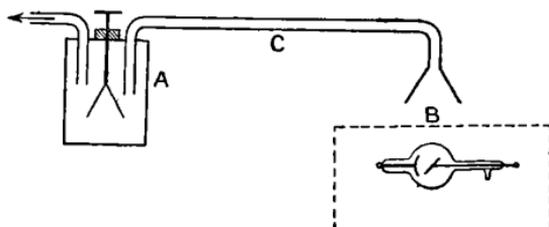
PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES DES GAZ CONDUCTEURS OU IONISÉS.

Propriétés générales des gaz conducteurs. — Courant de saturation.
— Recombinaison des ions. — Diffusion des ions. — Mobilité des ions.
— Méthodes directes. — Mesure de la charge absolue d'un ion.

PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES DES GAZ CONDUCTEURS. — Nous pouvons toujours supposer que le gaz a été rendu conducteur par les rayons de Röntgen. Les propriétés générales que nous serons ainsi amenés à caractériser se retrouveront, au moins qualitativement, dans tous les autres cas.

Nous savons déjà que la propriété conductrice, due à l'action des rayons de Röntgen, dure quelque temps après que les rayons ont cessé d'exciter le gaz. On peut, par exemple, relier un électroscope A à une pompe, et à un tube ABC (*fig. 62*). La source de rayons de Röntgen est enfermée dans

Fig. 62.



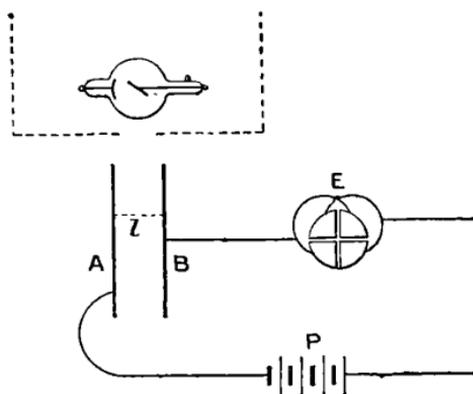
une boîte en plomb, munie d'une fenêtre d'aluminium à travers laquelle les rayons arrivent en B. Si l'on fait passer un courant d'air lent à travers l'électroscope, on constate qu'il perd plus ou moins vite sa charge (positive ou négative) et la retient, au contraire, dès que le courant d'air est supprimé.

Dans tous les cas, le passage du gaz à travers des tubes métalliques très fins, ou à travers du coton de verre, supprime la conductivité du gaz.

COURANT DE SATURATION. — Le courant qui traverse un gaz conducteur n'obéit pas à la loi d'Ohm.

Deux plateaux A et B (fig. 63) sont séparés par une dis-

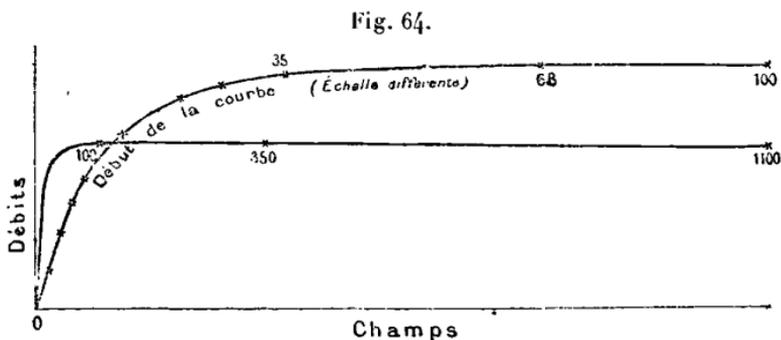
Fig. 63.



tance l petite par rapport à leur diamètre. On les relie par un conducteur sur lequel sont intercalés une pile P et un électromètre E dont les deux paires de quadrants sont d'abord réunies entre elles. Si l'on sépare les quadrants et que le gaz isole d'une manière parfaite, il ne se passe rien ; mais, si le gaz est rendu conducteur, par l'action d'un faisceau déterminé de rayons de Röntgen, l'électromètre se charge avec une rapidité proportionnelle à l'intensité du courant continu qui s'établit alors. Si l'on maintient invariable le faisceau de rayons et qu'on fasse varier la force électromotrice de la pile, on obtient des intensités de courant variant comme l'indique la figure 64. L'intensité du courant croît d'abord presque proportionnellement à la force électromotrice, puis s'approche asymptotiquement d'une valeur maximum désignée sous le nom de *courant de saturation*. Ce courant représente la plus grande quantité d'électricité à laquelle le gaz puisse livrer passage sous l'excitation du faisceau de

rayons de Röntgen employé. Le courant de saturation croît avec la puissance de l'excitation et peut, dans des conditions d'ailleurs identiques, lui servir de mesure.

Si l'excitation, ou l'ionisation, se produit dans la masse entière du gaz contenu entre les plateaux, par exemple sous



l'influence d'un faisceau suffisamment large de rayons de Röntgen, plus la distance des plateaux est grande, plus l'intensité du courant, à force électromotrice constante, est énergique. C'est l'inverse de ce qu'exigerait la loi d'Ohm.

On s'explique très bien ces particularités en admettant que les rayons de Röntgen libèrent, par seconde et par centimètre cube d'air traversé, des quantités égales et contraires $+Q$ et $-Q$ des deux électricités.

Soit A la surface de l'un des plateaux, l leur distance, la quantité des électricités inverses produite par seconde est $QA l$. Quand l'état stationnaire est atteint, le courant (courant de saturation) débite juste autant d'électricité qu'il s'en produit, c'est-à-dire aussi $QA l$. Cette loi du courant de saturation, dans le cas des rayons de Röntgen, a été vérifiée par MM. J.-J. Thomson et Rutherford (1).

Si l'on admet que les quantités d'électricité libres dans le gaz sont portées par des ions, ayant tous une même charge, le nombre de ces ions est proportionnel à la quantité d'électricité et l'on peut remplacer, dans le langage, l'expression de *quantité d'électricité* par celle de *nombre d'ions*.

(1) J.-J. THOMSON ET RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, t. XVII, 1896, p. 392.

RECOMBINAISON DES IONS. — Sous l'influence d'une cause d'ionisation déterminée, et en l'absence de toute force électromotrice pouvant donner lieu à un courant dans le gaz, l'ionisation ne croît pas sans limites. Les électricités séparées tendent à se réunir. Dans l'hypothèse cinétique habituelle, les ions de signe contraire doivent arriver à se rencontrer; si leur vitesse relative à l'instant du choc n'est pas excessive, ils reconstitueront des molécules neutres.

Soient q le nombre d'ions positifs et négatifs produits, en une seconde, dans un centimètre cube de gaz; n_1 et n_2 le nombre total d'ions des deux espèces *présents*, dans un centimètre cube, à un instant donné. Le nombre de collisions entre ions d'espèce différente est proportionnel au produit $n_1 n_2$, et il en est de même du nombre de collisions *efficaces*, c'est-à-dire accompagnées de recombinaison. Désignant par α un coefficient convenable, on aura pour représenter l'accroissement du nombre des ions résultant à la fois de la production d'ions nouveaux et de la recombinaison d'ions anciens, les formules

$$(1) \quad \frac{dn_1}{dt} = \frac{dn_2}{dt} = q - \alpha n_1 n_2.$$

$n_1 - n_2$ est constant, comme cela était évident *a priori*.

Supposons $n_1 = n_2 = n$, l'équation (1) devient alors

$$(2) \quad \frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2.$$

On y satisfait en posant

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} n = k \frac{e^{2k\alpha t} - 1}{e^{2k\alpha t} + 1}, \\ k^2 = \frac{q}{\alpha}. \end{array} \right.$$

Au bout d'un temps infini, on a $n = k = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}$.

Le gaz a alors atteint un état stationnaire. Pour un gaz à

une température et à une pression données (α constant), on approche d'autant plus vite de cet état que q est plus grand, c'est-à-dire que l'ionisation est plus intense.

Si l'on supprime l'action ionisante, c'est-à-dire si l'on fait $q = 0$, l'équation (2) se réduit à

$$(2 \text{ bis}) \quad \frac{dn}{dt} = -\alpha n^2;$$

d'où l'on tire

$$(3 \text{ bis}) \quad n = \frac{n_0}{1 + n_0 \alpha t}.$$

On peut remarquer que le temps T , nécessaire pour que n se réduise à moitié, est $\frac{1}{n_0 \alpha}$. C'est, si l'on veut, la *durée moyenne de l'existence* d'un ion libre.

Voici l'une des méthodes employées par Rutherford (¹) pour vérifier la formule (3 bis). Un récipient, qui peut être exposé à l'action des rayons de Röntgen, contient deux plateaux A et B, dont les connexions sont changées à l'aide d'un pendule interrupteur. Les deux plateaux étant reliés au sol, on fait agir les rayons de Röntgen pendant un temps donné; puis, au bout d'un temps t , réglé à volonté, le plateau A se trouve réuni au pôle positif d'une pile à haut potentiel, tandis que B est isolé. Le champ produit fait passer, en un temps très court, sur le plateau B, tous les ions positifs présents dans le gaz. Le pendule met alors le plateau A au sol et le plateau B en communication avec un électromètre, dont la déviation est proportionnelle à la charge de B, c'est-à-dire au nombre d'ions qui subsistent dans le gaz un temps t après la suppression des rayons excitateurs.

M. Rutherford a étendu ces études à divers gaz. Le Tableau suivant indique les temps T nécessaires pour que l'ionisation tombe à moitié. La quantité d'électricité q et le coefficient α sont donnés, en valeur relative, dans les deux dernières co-

(¹) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, t. XLIV, 1897, p. 422.

lonnes du Tableau :

Gaz.	T.	η .	α .
Hydrogène.....	0,65	0,5	4,8
Air.....	0,30	1,0	11,0
Acide chlorhydrique....	0,35	11,0	0,75
Acide carbonique.....	0,51	1,2	3,3
Sulfure de carbone.....	0,45	4,0	1,25
Chlore.....	0,18	18,0	2,0

La présence de poussières diminue beaucoup le temps T, mais n'affecte nullement le courant de saturation. Ainsi les poussières, loin d'avoir un rôle prépondérant, ne prennent aucune part directe au transport d'électricité par les gaz. Elles n'interviennent que d'une manière secondaire, en facilitant la recombinaison des ions libres.

On peut penser, en effet, que les grains de poussière sont énormes en comparaison des ions. Le système formé par un ion demeuré adhérent à un grain de poussière a donc bien plus de chance qu'un ion libre pour être rencontré par un ion de signe contraire.

Le coefficient de recombinaison est peu influencé par la pression. On ignore encore quelles variations il peut subir sous l'influence de la température.

DIFFUSION DES IONS. — Quand un ion entre en contact avec une paroi métallique, il lui abandonne sa charge, et retourne à l'état neutre. Les ions sont donc très rares au voisinage de parois métalliques. D'ailleurs, ils doivent, grâce aux mouvements internes prévus par la théorie cinétique des gaz, se diffuser de l'intérieur de la masse gazeuse vers les parois. Les lois de cette diffusion ne peuvent différer essentiellement de celles de la diffusion proprement dite; mais la valeur numérique du coefficient de diffusion n'est pas la même pour les ions et pour les molécules.

D'après la théorie cinétique de la diffusion (1), le coefficient de diffusion est proportionnel au chemin moyen, et à la

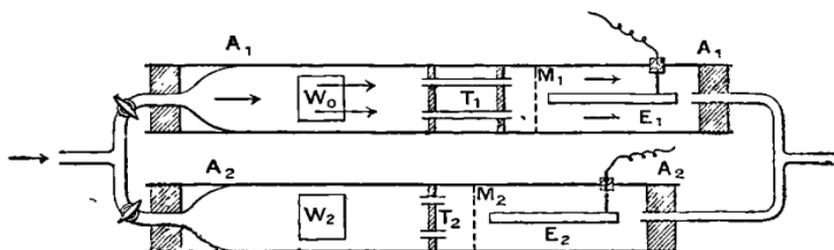
(1) Voir t. I, 2 fasc., p. 97; t. II, 3^e fasc., p. 157.

vitesse moyenne du mouvement moléculaire ⁽¹⁾. Nous admettons qu'un ion se comporte comme une molécule indépendante; il en résulte que le chemin moyen d'un ion ne peut différer de celui d'une molécule; leurs forces vives moyennes ne peuvent différer non plus. Il s'ensuit que la différence des coefficients de diffusion des ions et des coefficients de diffusion proprement dits doit tenir surtout à ce que la masse des ions diffère de la masse des molécules.

Voici le dispositif expérimental employé par M. Townsend ⁽²⁾ pour mesurer les coefficients de diffusion des ions.

Un même gaz peut être envoyé alternativement dans deux tubes A_1 et A_2 identiques (*fig. 65*), dans lesquels des rayons

Fig. 65.



de Röntgen, pénétrant dans des ouvertures de même dimension, produisent des ionisations identiques. Le gaz ionisé traverse un faisceau de tubes de laiton T_1 ou T_2 de petit diamètre. Au delà il rencontre une toile métallique, puis une tige métallique E_1 ou E_2 , placée suivant l'axe du tube et mise en relation avec une source à potentiel élevé. En traversant la toile métallique, le gaz pénètre donc dans un champ électrique; ce champ est suffisant pour que le gaz cède à la tige E_1 ou E_2 tous les ions d'un certain signe (soit, par exemple, positifs), qu'il possédait encore.

Dans le tube A_2 le gaz, après ionisation, n'a à traverser qu'un faisceau de tubes de laiton T_2 plus courts que T_1 . La perte d'ions par diffusion est moins considérable et la com-

⁽¹⁾ Voir t. II, 3^e fasc., p. 145 et 146.

⁽²⁾ TOWNSEND, *Phil. Trans.*, t. CXCI, 1900, p. 129.

paraison des quantités d'électricité recueillies permet le calcul du coefficient de diffusion (1).

La vitesse du courant gazeux est telle que la perte d'électricité, par recombinaison des ions, est négligeable par rapport à celle qui résulte de leur diffusion. Les résultats, corrigés de cette cause d'erreur, sont les suivants : D_1 et D_2 sont les coefficients de diffusion afférents aux ions positifs ou négatifs.

<i>Gaz secs.</i>			
Gaz.	D_1 .	D_2 .	$\frac{D_2}{D_1}$.
Air.....	0,028	0,043	1,54
Oxygène.....	0,025	0,039	1,58
Hydrogène.....	0,123	0,190	1,54
Acide carbonique.....	0,023	0,026	1,13

<i>Gaz saturés.</i>			
Air.....	0,032	0,035	1,09
Oxygène.....	0,029	0,036	1,24
Hydrogène.....	0,128	0,142	1,11
Acide carbonique.....	0,024	0,025	1,04

On voit que, pour la plupart des gaz secs, les coefficients de diffusion des ions positifs sont sensiblement plus faibles que ceux des ions négatifs. Ainsi se manifeste une dissymétrie que nous avons déjà rencontrée dans les expériences de condensation de la vapeur d'eau (2). Ces expériences tendaient à nous faire considérer les ions négatifs comme de rayon plus petit que les ions positifs. Les expériences de diffusion nous portent à attribuer aux ions négatifs une masse inférieure à celle des ions positifs. Ces indications sont parfaitement concordantes.

Si, d'autre part, nous comparons le coefficient de diffusion des ions à celui qui caractérise les molécules neutres (coefficient de diffusion ordinaire), nous voyons que les coefficients relatifs aux ions sont beaucoup plus petits. Ainsi, pour

(1) Voir, pour ce calcul, le Mémoire original de J.-J. Thomson, *Conduction of electricity through gases*. Cambridge, 1903.

(2) Voir ci-dessus, p. 215.

l'air le coefficient de diffusion proprement dit (0,15) est à peu près quatre fois plus grand que la moyenne de D_1 et de D_2 . Il en résulte que les ions doivent être considérés comme plus gros que les molécules.

On conçoit en effet qu'un centre chargé puisse s'entourer d'un cortège de molécules neutres qu'il attire par influence et qu'il entraîne avec lui. Ce cortège peut être composé d'une manière élective. Par exemple, dans les gaz saturés, la vapeur d'eau peut être entraînée de préférence, en raison de son pouvoir diélectrique très élevé, d'où la différence considérable du rapport $\frac{D_2}{D_1}$ suivant que les gaz sont secs ou humides.

MOBILITÉ DES IONS. — Quand un gaz ionisé est soumis à l'action d'un champ électrostatique X , les ions positifs se meuvent dans le sens du champ, avec une vitesse $k_1 X$; les ions négatifs, en sens inverse du champ, avec une vitesse $k_2 X$. Nous désignerons les constantes k_1 , k_2 sous le nom de *mobilités des ions*.

M. J.-J. Thomson (1) a établi théoriquement que ces mobilités sont proportionnelles aux coefficients de diffusion D_1 , D_2 correspondants.

D'après la définition de ces coefficients de diffusion, le nombre d'ions positifs qui passent à travers l'unité de section, dans un plan normal à une direction Ox , est $-D_1 \frac{dn}{dx}$. n est le nombre de ces ions par centimètre cube. La vitesse moyenne de diffusion de ces ions est donc $-\frac{1}{n} D_1 \frac{dn}{dx}$. Remarquons que, d'après la théorie cinétique, les ions considérés doivent exercer une pression p_1 proportionnelle à leur nombre; qu'on peut donc regarder la diffusion comme produite par une force $-\frac{dp_1}{dx}$ par unité de volume. Cette force

(1) J.-J. THOMSON, *Conduction of electricity through gases*, p. 31. Cambridge, 1903.

produit la vitesse des ions $-\frac{1}{n} D_1 \frac{dn}{dx}$ calculée précédemment.

Remplaçons, en numérateur et en dénominateur, n et dn par les quantités proportionnelles p_1 et dp_1 : cette vitesse s'écrit alors $-\frac{1}{p_1} D_1 \frac{dp_1}{dx}$.

Le rapport de la force agissante à la vitesse qu'elle produit ne dépend que de la masse à laquelle elle s'applique : elle ne peut dépendre de la nature de la force. Or la force exercée dans le champ X sur les n ions positifs contenus dans l'unité de volume est, en désignant par e la charge de chacun d'eux, égale à neX . Cette force produit la vitesse $k_1 X$.

Exprimons que, dans les deux cas, les vitesses imprimées à la même masse (n ions positifs) sont proportionnelles aux forces; nous obtenons la relation

$$\frac{k_1 X}{neX} = \frac{\frac{1}{p_1} D_1 \frac{dp_1}{dx}}{\frac{dp_1}{dx}},$$

$$(1) \quad k_1 = \frac{neD_1}{p_1}.$$

La théorie cinétique des gaz nous apprend que (1) le quotient de la pression p par le nombre n de molécules rapporté à l'unité de volume est indépendant de la nature du gaz. Si l'on étend cette loi aux ions, et si l'on admet que la charge e d'un ion est la même pour tous les gaz, on voit que la proportionnalité indiquée par l'équation (1) s'étend non seulement aux deux sortes d'ions, mais aussi aux ions des différents gaz.

Nous avons établi que les coefficients de diffusion des ions positifs et négatifs sont différents. D'après l'équation (1), il doit en être de même de leurs mobilités.

La différence de mobilité des ions positifs et négatifs a été manifestée d'abord par M. Zeleny. Ce savant a comparé la

(1) Voir t. II, 3^e fasc. p. 144 et 148.

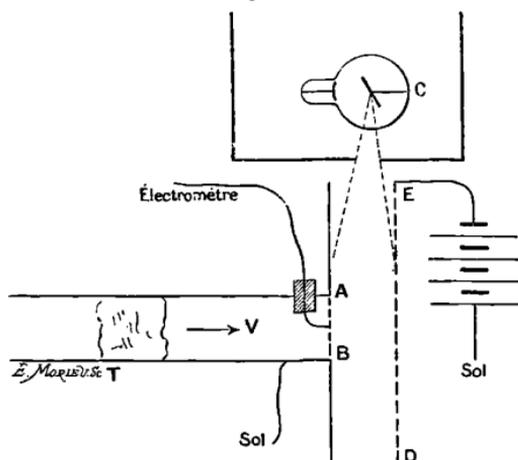
vitesse des ions dans un champ électrique à la vitesse du courant gazeux. A cet effet, le gaz ionisé s'écoule avec une vitesse que l'on fait varier à volonté et cette vitesse d'entraînement se compose avec la vitesse propre des ions, par rapport aux molécules neutres, pour donner le mouvement résultant des ions.

M. Zeleny a opéré de deux manières.

Les deux vitesses qui se composent peuvent en effet être parallèles ou rectangulaires.

Dans la première méthode de M. Zeleny ⁽¹⁾ ces vitesses sont parallèles. Le gaz, chassé à une vitesse connue à travers une toile métallique (fig. 66), pénètre dans le champ, cons-

Fig. 66.



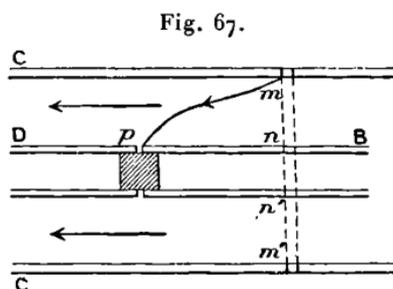
titué par cette toile métallique isolée AB et par une seconde toile métallique ED en communication avec l'un des pôles d'une batterie de charge, le pôle positif par exemple. Un faisceau de rayons de Röntgen ionise le gaz entre les deux toiles métalliques. Les ions positifs, dirigés par le champ vers la toile métallique AB, en sont éloignés par la vitesse du courant gazeux. Pour une vitesse minimum égale à $k_1 X$ les ions positifs cesseront d'atteindre la toile AB, qui ne recevra plus aucune charge.

(¹) ZELENY, *Phil. Mag*, t. XLVI, 1898, p. 120.

Si l'on renverse le sens du champ, on trouve que la vitesse minimum du courant gazeux, pour laquelle A ne reçoit aucune charge, change aussi. On constate ainsi que les ions négatifs se meuvent plus vite que les ions positifs.

M. Zeleny (¹) a appliqué plus tard, à la mesure des mobilités, une méthode plus exacte, consistant à composer la vitesse d'un courant gazeux, dirigé suivant l'axe d'un tube cylindrique, avec la vitesse communiquée aux ions par un champ normal à l'axe du tube.

Un tube métallique C de rayon b (fig. 67) contient un tube



métallique concentrique de rayon a , formé de deux parties B, D, placées bout pour bout, isolées l'une de l'autre et séparées par un très petit intervalle en p . Le gaz, ionisé par des rayons de Röntgen dans une zone étroite $mn'm'n'$ perpendiculaire à l'axe du tube, chemine dans l'espace annulaire où règne un champ électrique développé entre la paroi externe et la paroi interne du tube. Les ions, positifs par exemple, poussés par le champ vers l'axe du tube, décrivent des trajectoires courbes et, suivant la vitesse du courant gazeux, sont recueillis en totalité par la portion non isolée B du tube intérieur, ou en partie par la partie non isolée et en partie par la portion isolée D. La méthode consiste à déterminer la valeur minimum du champ pour laquelle la portion isolée ne recueille rien.

Pour déduire de là la valeur de la mobilité, nous avons besoin d'étudier la trajectoire d'un ion. Soit V la différence

(¹) ZELENY, *Phil. Trans.*, t. CXCV, 1900, p. 193.

de potentiel établie entre les deux armatures. Le champ, à la distance r de l'axe, est (1)

$$X = \frac{V}{rL \frac{b}{a}}.$$

La vitesse communiquée aux ions est kX . Soit u la vitesse du courant gazeux à la distance r de l'axe. L'inclinaison de la trajectoire, par rapport à l'axe du tube, est donc

$$\frac{dx}{dr} = \frac{u}{kX},$$

$$dx = \frac{L \frac{b}{a}}{kV} ur dr.$$

Les ions qui atteindront le tube axial à la plus grande distance de l'origine sont évidemment ceux qui partent de la paroi externe. Cette distance sera

$$x = \frac{L \frac{b}{a}}{kV} \int_a^b ur dr.$$

L'intégrale contenue dans cette expression se déduit de la vitesse moyenne du courant gazeux U , que l'on mesure directement et qui a pour valeur

$$U = \frac{2}{b^2 - a^2} \int_a^b ur dr,$$

$$(1) \quad x = \frac{U(b^2 - a^2)}{2kV} L \frac{b}{a}.$$

La distance l de la portion de conducteur isolée au plan origine dans lequel se produit l'ionisation est connue. On en déduit la mobilité k par la formule (1), dans laquelle on fait $x = l$.

(1) Voir t. IV, 1^{re} fasc., p. 181.

Cette méthode ingénieuse comporte diverses causes d'erreur dont l'importance relative est d'ailleurs médiocre : 1° l'ionisation n'est pas limitée à une zone infiniment mince; 2° les métaux, formant les parois, dégagent des rayons secondaires; mais, si l'on constitue ces parois par de l'aluminium, la production de rayons secondaires est peu importante; 3° la méthode ne tient pas compte de la modification du champ produite par les ions eux-mêmes, modification faible, il est vrai, si l'ionisation est rendue très peu intense.

De ces causes diverses il résulte que la valeur de k , qui devrait être indépendante de la vitesse du courant gazeux, varie à peu près linéairement avec cette vitesse. M. Zeleny construit la courbe liant k et U et il déduit, par extrapolation, la valeur normale de ce coefficient. L'auteur considère les résultats ainsi obtenus comme exacts à 5 pour 100 près.

Dans le Tableau suivant, les mobilités sont données en unités électrostatiques :

Gaz.	k_1 .	k_2 .	$\frac{k_2}{k_1}$.	t .
Air sec.....	408	561	1,375	13,5
Air humide.....	411	453	1,10	14
Oxygène sec.	408	540	1,32	17
Oxygène humide.....	387	456	1,18	16
Acide carbonique sec.....	228	243	1,07	17,5
Gaz carbonique humide.....	246	225	0,915	17
Hydrogène sec.....	2010	2385	1,19	20
Hydrogène humide.....	1590	1680	1,05	20

Les rapports $\frac{k_2}{k_1}$ qui, d'après la théorie exposée ci-dessus (1), devraient être égaux aux rapports $\frac{D_2}{D_1}$, sont seulement du même ordre de grandeur; comme les rapports $\frac{D_2}{D_1}$ correspondants, ils sont plus voisins de l'unité pour les gaz humides que pour les gaz secs.

Eu égard aux causes d'erreur assez considérables dont peuvent être entachées les deux sortes de mesures, on peut

(1) Voir p. 226-227.

regarder cet accord, simplement qualitatif, comme étant déjà assez satisfaisant.

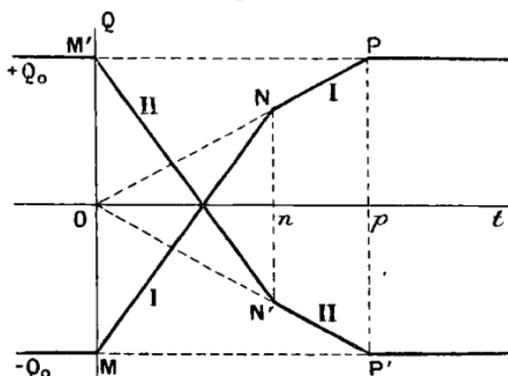
MÉTHODES DIRECTES. — Les mesures de mobilité que nous venons de rapporter sont indirectes.

On peut aussi mesurer directement le temps que met un ion à parcourir un espace déterminé. Nous citerons seulement la méthode de M. Langevin ⁽¹⁾.

Imaginons que toute la masse d'air comprise entre les deux plateaux d'un condensateur soit ionisée à un moment donné et soumise, après que l'ionisation a cessé, à un champ électrique produit entre les plateaux. On renverse ce champ au bout d'un temps t variable à volonté. Considérons, pour fixer les idées, le plateau A vers lequel le champ initial envoyait les ions positifs. La charge totale Q recueillie par ce plateau se composera: 1° de celle que lui ont apportée les ions positifs pendant le temps t ; 2° des charges qu'il recevra de tous les ions négatifs qui existent encore dans le champ à l'instant t .

Supposons, pour simplifier, l'ionisation primitive uniforme et employons un champ assez puissant et une durée t

Fig. 68.



assez courte pour qu'on puisse négliger l'effet de la recombinaison spontanée des ions. Il est clair que, si le renverse-

(1) LANGEVIN, Thèse de doctorat et *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7^e série, t. XXVIII, 1903, p. 289 et 433.

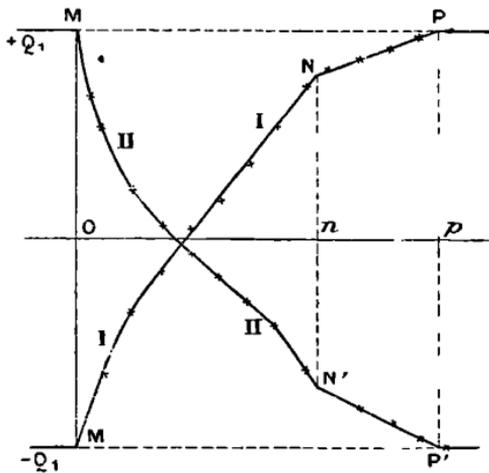
ment a lieu à l'instant précis où tous les ions négatifs, plus mobiles, ont disparu du champ et où il reste encore des ions positifs, l'une des causes qui agissaient pour diminuer la charge recueillie venant à disparaître, la courbe reliant t à Q changera d'allure. On reconnaît sans peine qu'elle doit avoir la forme représentée dans la figure 68, c'est-à-dire qu'elle est formée de deux portions de droite MN , NP qui se coupent en N . On construira cette courbe par points, en faisant varier t , et l'on déterminera, par l'abscisse du point N , le temps T_1 que met un ion négatif à parcourir la distance l des deux plateaux.

Au bout d'un temps suffisant pour que le plateau A ne recueille plus rien, le dernier ion positif aura franchi la distance qui sépare les deux plateaux; le temps T_2 correspondant se déterminera, sur le graphique, par l'abscisse du point P .

En retournant le sens du champ, on détermine la ligne symétrique $M'N'P'$ et l'on obtient ainsi une vérification.

La recombinaison normale des ions est un phénomène

Fig. 69.



continu; elle altérera la forme de la courbe qui ne sera plus formée de deux portions de droite; mais ce phénomène continu ne pourra faire disparaître la discontinuité, caractérisée par le point anguleux N (fig. 69). On aura donc deux bran-

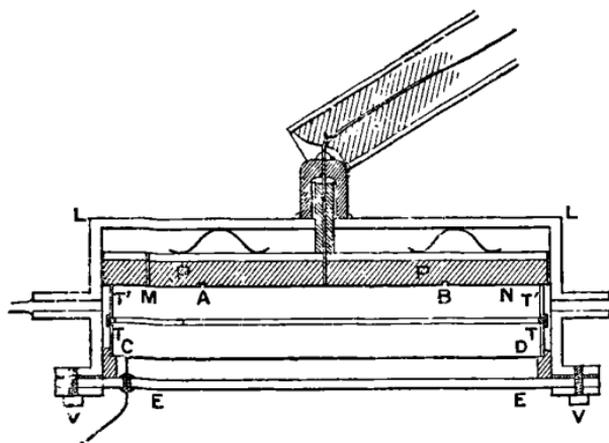
ches de courbe MN, NP se coupant en N pour la même valeur de l'abscisse, qui correspondait, dans le cas précédent, à la rencontre des deux droites; c'est-à-dire qu'on déterminera les mêmes durées T_1 et T_2 que si la recombinaison ne se produisait pas.

Une discussion plus approfondie montre que la méthode est applicable même au cas d'une ionisation non uniforme et que la modification du champ, résultant de la présence des ions dans le gaz, n'a pas d'effet sensible, tout au moins dans les conditions où ont été effectuées les expériences de M. Langevin.

Les commutations nécessaires pour provoquer l'ionisation initiale du gaz et le renversement du champ sont opérées par la chute d'un poids et par sa rencontre avec des leviers mobiles sur une échelle verticale. Les temps T_1 et T_2 sont calculés d'après les hauteurs de chute. Ils sont toujours inférieurs à 0,1 seconde.

M. Langevin ionise le gaz à l'aide de rayons de Röntgen émis par une seule décharge; il emploie un dispositif de compensation tel que les rayons émis agissent à la fois sur deux

Fig. 70.



appareils d'ionisation aussi identiques que possible, et assez robustes pour pouvoir résister sans déformation sensible à des pressions de 0^{atm} à 4^{atm} . La face de la boîte exposée aux

rayons de Röntgen est formée (*fig. 70*) d'une lame d'aluminium EE de 3^{mm} d'épaisseur. En arrière de celle-ci se trouve une lame mince d'aluminium CD constituant l'un des plateaux du condensateur. L'autre plateau AB, destiné à être mis en relation avec l'électromètre, est muni d'un anneau de garde et repose sur le fond de la boîte. Celle-ci est formée d'une lame épaisse d'ébonite recouverte d'une lame épaisse de plomb P, en communication avec l'anneau de garde.

Les résultats sont reproduits dans le Tableau suivant :

p .	k_1 .	$\frac{pk_1}{76}$.	k_2 .	$\frac{pk_2}{76}$.
7,5	4430	437	6560	647
20,0	1634	430	2204	580
41,5	782	427	994	530
76,0	420	420	510	510
143,5	225	425	»	»
142	»	»	270	505

Ainsi, pour les ions positifs, et presque jusqu'aux plus basses pressions, la mobilité varie en raison inverse de la pression. Pour les ions négatifs la variation est un peu moins rapide aux pressions basses, et le produit de la mobilité par la pression décroît un peu quand la pression s'élève.

M. Rutherford (1) avait déjà constaté, par une méthode un peu moins précise, la loi de variation de la mobilité avec la pression.

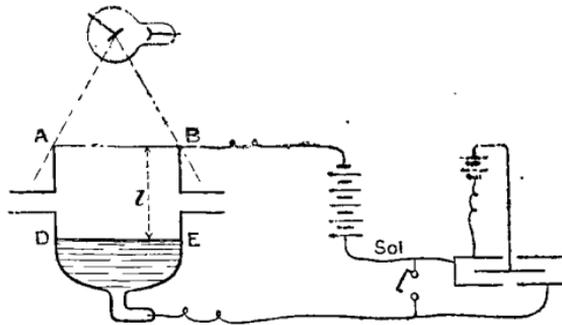
Nous sommes maintenant en mesure d'expliquer comment M. J.-J. Thomson a pu déterminer, en valeur absolue, la charge d'un ion, dans les expériences signalées p. 217.

Le récipient A (*fig. 71*) était cylindrique à sa partie supérieure. Entre une plaque d'aluminium AB fermant ce récipient et la surface de l'eau DE, on établissait une différence de potentiel connue; dans le champ ainsi créé, les ions des deux signes se mouvaient donc avec des vitesses que l'on connaissait déjà, grâce aux expériences sur la mobilité des ions dans l'air humide.

(1) RUTHERFORD, *Proc. Camb. phil. Soc.*, t. IX, 1898, p. 401.

Soient I la quantité d'électricité reçue par seconde par la surface de l'eau, S sa surface, $\frac{V}{l}$ le champ. Soient N et P le nombre des ions des deux signes dans le gaz, à l'instant où

Fig. 71.



l'ionisation vient d'être produite. La quantité totale d'électricité présente dans le gaz, à ce moment, est $(N + P)e$. Les mobilités des deux sortes d'ions étant sensiblement égales dans l'air saturé, on aura

$$I = S \frac{V}{l} k(N + P)e.$$

$(N + P)$ est connu par les expériences de condensation; il suffit de mesurer I pour avoir e . La mesure de I se fait au moyen d'un électromètre, en relation avec la surface de l'eau.



CHAPITRE XI.

MOUVEMENT DES IONS.

Mouvement d'un ion dans un champ magnétique. — Action simultanée d'un champ électrique et d'un champ magnétique. — Application aux rayons cathodiques. — Autres cas de production d'ions négatifs. — Cas des ions positifs. — Détermination de la charge absolue d'un ion. — Nombre des molécules d'un gaz. — Masse d'une molécule d'hydrogène. — Masse d'un corpuscule.

MOUVEMENT D'UN ION DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE. — Considérons une quantité d'électricité e répartie sur une longueur ds et qui se meut, dans la direction de l'élément ds , avec une vitesse v . Le temps que met la quantité d'électricité e à traverser une surface normale à l'élément est $\frac{ds}{v}$. La quantité d'électricité qui passe, rapportée à l'unité de temps, c'est-à-dire l'intensité du courant auquel appartient l'élément, est donc $\frac{ve}{ds}$. D'après ce qui a été démontré relativement à la convection électrique ⁽¹⁾, l'élément de courant ds est soumis de la part d'un champ magnétique d'intensité H à une force électromagnétique dirigée dans un plan normal à la direction de la vitesse et à la direction du champ, et dont l'intensité est

$$H \frac{ve}{ds} ds \sin \theta = H ve \sin \theta;$$

θ désigne l'angle de la direction de la vitesse et de la direction du champ.

⁽¹⁾ Voir ci-dessus, p. 99 et suiv.

La force ainsi évaluée est indépendante de la longueur ds . Le calcul qui précède est donc applicable à un ion de masse matérielle m , chargé d'une quantité d'électricité e et se déplaçant avec la vitesse v dans un champ magnétique d'intensité H .

Si $\theta = 0$, c'est-à-dire si la vitesse de l'ion est dirigée dans le sens des lignes de force du champ, la force électromagnétique est nulle et l'ion se meut d'un mouvement uniforme dans la direction des lignes de force.

Si θ est différent de 0, la force exercée sur l'ion étant normale à la direction de son déplacement, l'accélération tangentielle du mouvement est nulle, c'est-à-dire que la vitesse conserve indéfiniment sa valeur initiale v .

Supposons en particulier que cette vitesse initiale est normale au champ : $\theta = \frac{\pi}{2}$. Alors le plan dans lequel s'exerce l'action électromagnétique Hve est invariable, et la courbe décrite est plane. Soit R son rayon de courbure ; l'accélération normale a pour expression $\frac{mv^2}{R}$ et R est déterminé par l'équation

$$\frac{mv^2}{R} = Hve,$$

$$R = \frac{mv}{He}.$$

La courbe décrite est un cercle perpendiculaire aux lignes de force.

Si θ est quelconque, le plan dans lequel est dirigée la force électromagnétique cesse d'être invariable. Pour nous rendre compte de ce qui se passe, décomposons la vitesse v en deux composantes, l'une, $v \cos \theta$, dirigée suivant les lignes de force, l'autre, $v \sin \theta$, normale aux lignes de force. Si cette dernière existait seule, l'ion décrirait un cercle de rayon $\rho = \frac{mv \sin \theta}{He}$.

Mais comme il progresse en même temps, dans le sens normal à ce cercle, avec la vitesse uniforme $v \cos \theta$, il décrit en définitive une hélice enroulée sur un cylindre de rayon ρ , dont les génératrices sont parallèles aux lignes de force. La

durée d'une révolution est $T = \frac{2\pi\rho}{v \sin\theta} = \frac{2\pi m}{He}$ et le pas de l'hélice est $Tv \cos\theta = \frac{2\pi m v \cos\theta}{He}$.

Plus la vitesse de projection v est petite et plus le champ H est puissant, plus est petit le rayon du cylindre; moins la trajectoire de l'ion s'éloigne de la direction générale de la ligne de force autour de laquelle elle s'enroule. Ce résultat est général; c'est-à-dire que, dans un champ magnétique variable d'une manière quelconque, les trajectoires des ions sont des lignes hélicoïdales s'écartant d'autant moins de la direction des lignes de force que le champ est plus intense et la vitesse des ions plus faible (1).

ACTION SIMULTANÉE D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE ET D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE. — Si l'action d'un champ électrique constant se superpose à celle d'un champ magnétique constant, la composante de la force électrostatique dans la direction des lignes de force du champ magnétique, agissant seule dans cette direction, produit une accélération constante; la composante normale aux lignes de force magnétiques se compose avec la force électromagnétique.

Prenons pour axe des z la direction du champ magnétique, pour plan des zx le plan déterminé par la direction des deux champs. Soit H le champ magnétique, X et Z les composantes du champ électrique. Nous allons écrire les équations du mouvement.

Dans le sens de l'axe Oz , l'ion n'est soumis qu'à la composante Ze de l'action du champ électrostatique, et dans le sens de l'axe Oy qu'à la composante $+He \frac{dx}{dt}$ (évaluée en grandeur et en signe par la règle d'Ampère) de l'action du champ magnétique. Mais, dans le sens de l'axe Ox , se combinent les composantes Xe provenant du champ électrique et $-He \frac{dy}{dt}$

(1) J.-J. THOMSON, *Conduction of electricity through gases*, chap. IV, 1903.

du champ magnétique. Les équations cherchées sont donc

$$(1) \quad m \frac{d^2 x}{dt^2} = X e - H e \frac{dy}{dt},$$

$$(2) \quad m \frac{d^2 y}{dt^2} = H e \frac{dx}{dt},$$

$$(3) \quad m \frac{d^2 z}{dt^2} = Z e.$$

L'équation (3) donne immédiatement

$$(4) \quad z = \frac{1}{2} \frac{Z e}{m} t^2 + \omega_0 t + b.$$

Les équations (1) et (2) admettent la solution

$$(5) \quad \begin{cases} y = c + \frac{X}{H} t + A \cos(\omega t - \varphi), \\ x = a - A \sin(\omega t - \varphi), \end{cases}$$

où $\omega = \frac{H e}{m}$. ω_0 est la composante de la vitesse initiale dans le sens de l'axe Oz . a, b, c, A, φ sont des constantes déterminées par les autres conditions initiales.

La partie périodique des solutions (5) introduisant une vitesse moyenne nulle, on voit que la vitesse moyenne résultante dans la direction Ox est nulle, tandis que la vitesse moyenne dans la direction Oy est égale à $\frac{X}{H}$, c'est-à-dire constante; enfin dans la direction Oz la vitesse moyenne est une fonction linéaire du temps. Au bout d'un temps suffisamment long, la direction moyenne du mouvement résultant s'écartera donc très peu de celle des lignes de force magnétiques. Mais cette conclusion n'est valable qu'autant que le champ électrique a une composante dans la direction du champ magnétique.

Si cette composante Z est nulle, c'est-à-dire si le champ magnétique et le champ électrique sont rectangulaires et si la composante ω_0 de la vitesse initiale est nulle, la direction

moyenne du mouvement coïncide avec l'axe des y , c'est-à-dire qu'elle est perpendiculaire au plan des deux champs.

APPLICATION AUX RAYONS CATHODIQUES. — On considère les rayons cathodiques comme formés de particules chargées négativement et lancées avec une grande vitesse dans la direction de ces rayons (1). Si nous supposons les particules assez éloignées les unes des autres pour que leur action réciproque soit négligeable, les résultats énoncés ci-dessus leur sont applicables sans modification.

En particulier, quand les rayons cathodiques sont soumis à l'action d'un champ magnétique normal à leur direction, la trajectoire des rayons cathodiques est circulaire et le rayon du cercle est

$$(1) \quad R = \frac{mv}{eH}.$$

Nous savons déjà (2) comment, de la comparaison des déviations produites, sur un faisceau cathodique, par un champ magnétique et par un champ électrique connus, on a pu déduire d'une part la vitesse de projection v des rayons cathodiques et d'autre part le rapport $\frac{e}{m}$ de la charge électrique e à la masse m de l'un des corpuscules constituant les rayons.

On peut encore, comme l'a fait M. Kaufmann (3), substituer à la mesure de la déviation dans un champ électrostatique la mesure de la chute de potentiel V sous laquelle se fait la décharge. Exprimons que l'énergie acquise par la particule cathodique est égale au travail des forces électriques qui lui sont appliquées. Nous obtenons ainsi la relation

$$(2) \quad \frac{1}{2} mv^2 = Ve,$$

(1) Voir 2^e Supplément, p. 168.

(2) Voir 2^e Supplément, p. 169-175.

(3) KAUFMANN, *Wied. Ann.*, t. LXI, p. 544, t. LXII, p. 396, 1897; t. LXV, p. 431, 1898.

qui, jointe à la relation (1), donne

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} v = \frac{2V}{HR}, \\ \frac{e}{m} = \frac{2V}{H^2 R^2}. \end{array} \right.$$

Par cette méthode, M. Kaufmann a établi que le rapport $\frac{e}{m}$ est indépendant aussi bien de la matière dont est faite la cathode que de la nature du gaz contenu dans le tube à vide. Les particules cathodiques ne peuvent donc être ni des parcelles métalliques enlevées à la cathode, ni des molécules ou atomes gazeux.

Le Tableau suivant donne les valeurs du rapport $\frac{e}{m}$, obtenues par divers expérimentateurs, dans des conditions très variées d'émission de rayons cathodiques :

	Observateurs.	Méthode.	Date.	$\frac{e}{m}$.
Rayons cathodiques.	J.-J. Thomson (1).	Dév. élect. magn. et élect. stat.	1897	7,7.10 ⁶
	J.-J. Thomson....	Dév. élect. magn. et eff. cal.	1897	1,17.10 ⁷
	Kaufmann.....	Dév. élect. magn. et diff. de pot.	1897-98	1,86.10 ⁷
	Simon (2).....	Dév. élect. magn. et diff. de pot.	1899	1,865.10 ⁷
	Wiechert (3)....	Dév. élect. magn. et vit. des ions.	1899	1,01.10 ⁷
Rayons de Lenard.	Lenard (4).....	Dév. élect. magn. et élect. stat.	1898	6,39.10 ⁶
	Lenard.....	Dév. élect. magn. et retard dans ch. élect.	1898	6,8.10 ⁶

(1) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, t. XLIV, 1897, p. 293.

(2) SIMON, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 589.

(3) WIECHERT, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 739.

(4) LENARD, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 279, et t. LXV, 1898, p. 504.

AUTRES GAS DE PRODUCTION D'IONS NÉGATIFS. — On sait que, quand de la lumière ultra-violette tombe sur une plaque métallique électrisée négativement, celle-ci se décharge. L'air s'électrise donc négativement au voisinage de la surface métallique. Il peut être considéré comme contenant des ions négatifs.

M. J.-J. Thomson (¹) est parvenu à déterminer le rapport $\frac{e}{m}$ pour ces ions. Reprenons les formules de la page 240 relatives à un ion soumis simultanément à un champ électrique et à un champ magnétique, et supposons d'abord que les deux champs sont rectangulaires, $Z = 0$; portons l'origine des coordonnées au point où se trouve l'ion au temps 0, et supposons sa vitesse initiale nulle.

En déterminant les constantes par ces conditions, les formules de la page 240 deviennent :

$$x = \frac{m}{e} \frac{X}{H^2} \left[1 - \cos\left(\frac{e}{m} H t\right) \right],$$

$$y = \frac{m}{e} \frac{X}{H^2} \left[\frac{e}{m} H t - \sin\left(\frac{e}{m} H t\right) \right].$$

La plus grande valeur que x soit susceptible de prendre, quand le cos est égal à -1 , est $\frac{2mX}{eH^2}$.

Disposons, dans le plan $x = 0$, une plaque de zinc A illuminée par de la lumière ultra-violette et, à une distance a , une plaque métallique B parallèle à A et en relation avec un électromètre. Si $a < \frac{2mX}{eH^2}$, tous les ions partis de A doivent être reçus par B, tandis que, si $a > \frac{2mX}{eH^2}$, aucun de ces ions n'atteindra la plaque B.

En réalité les choses ne se passent pas d'une manière tout à fait aussi simple. L'ionisation du gaz n'est pas bornée à une couche infiniment mince, et, quand on écarte progressivement la plaque réceptrice, elle ne cesse pas brusquement de

(¹) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, t. XLVIII, 1899, p. 547.

recevoir de l'électricité; mais la diminution, à partir d'un certain point, est extrêmement rapide, de telle sorte que la quantité d'électricité reçue, quand il y a un champ magnétique, devient très faible par rapport à celle qui serait reçue en l'absence de ce champ.

La détermination de la distance l , à partir de laquelle la diminution de la charge reçue devient sensible quand on excite le champ magnétique, permet donc de déterminer $\frac{e}{m}$.
On a

$$\frac{e}{m} = \frac{2X}{lH^2}.$$

M. J.-J. Thomson a ainsi trouvé

$$\frac{e}{m} = 7,3 \cdot 10^6.$$

Ce nombre est presque identique à celui que le même auteur avait obtenu pour les rayons cathodiques.

Un fil de platine chauffé au rouge blanc dans un gaz à très basse pression, par exemple dans l'hydrogène, électrise négativement ce gaz, c'est-à-dire y produit des ions négatifs. La méthode précédente, appliquée aussi à ce cas par M. J.-J. Thomson ⁽¹⁾, a donné pour $\frac{e}{m}$ la valeur $8,7 \cdot 10^6$.

Nous verrons par la suite que les ions émis par le radium fournissent des valeurs du même ordre.

Rappelons enfin que l'étude du phénomène de Zeeman a conduit aussi à attribuer des valeurs analogues au rapport $\frac{e}{m}$ pour les électrons négatifs dont les vibrations expliqueraient l'émission des flammes ⁽²⁾.

CAS DES IONS POSITIFS. — Nous savons que les rayons-canaux de Goldstein ⁽³⁾ se produisent dans les conditions suivantes :

⁽¹⁾ J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, t. XLVIII, 1899, p. 547.

⁽²⁾ Voir ci-dessus, p. 110.

⁽³⁾ Voir 2^e Supplément, p. 180.

si une décharge électrique se produit entre une anode et une cathode perforée, on voit derrière la cathode des pincesaux de lumière correspondant aux trous. Ces rayons provoquent la phosphorescence du verre aux points où ils viennent le frapper.

M. Wien (1) a montré que, contrairement à ce que l'on avait cru d'abord, les rayons-canaux transportent des charges positives. En agissant par le moyen, soit d'un champ électrique, soit d'un champ magnétique sur un long pinceau de ces rayons passant à travers une cathode de fer, M. Wien a pu mesurer le rapport $\frac{e}{m}$, ainsi que la vitesse de projection v .

Il a trouvé

$$v = 3,6.10^7 \text{ centimètres par seconde,}$$

$$\frac{e}{m} = 300.$$

La déviation magnétique d'où sont déduits ces résultats est fort petite. M. Wien a dû employer des champs de plus de 3000 C.G.S.

On voit que la vitesse des ions positifs (rayons-canaux) est beaucoup plus faible que celle des ions négatifs (rayons cathodiques) laquelle est de l'ordre de 3.10^9 ; quant au rapport $\frac{e}{m}$, pour les ions positifs, il est seulement de l'ordre du $\frac{1}{30000}$ de celui qui caractérise les ions négatifs. Ce rapport est tout à fait comparable à celui qui convient aux ions électrolytiques.

M. J.-J. Thomson (2) est arrivé à une valeur de $\frac{e}{m}$ très voisine de la précédente $\left(\frac{e}{m} = 400\right)$ pour les ions positifs émis par un fil de fer chauffé au rouge, dans l'oxygène, à très basse pression. La méthode était la même que pour le fil de

(1) W. WIEN, *Wied. Ann.*, t. LXV, 1898, p. 440.

(2) J.-J. THOMSON, *Conduction of electricity, through gases*, p. 119. Cambridge, 1903.

platine chauffé dans l'hydrogène (¹), mais tandis qu'un champ magnétique de 100 C.G.S. était suffisant pour réaliser l'expérience dans le cas des ions négatifs, il a fallu employer ici des champs de l'ordre de 12000 C.G.S.

DÉTERMINATION DE LA CHARGE ABSOLUE D'UN ION. — Nous avons vu comment on peut, grâce à une expérience de condensation, déterminer le nombre absolu n d'ions contenus dans 1cm^3 de gaz. Si l'on connaît de plus la vitesse communiquée à un ion par une force électrique égale à l'unité, et que l'on mesure l'intensité du courant transporté par ces n ions, on a tous les éléments nécessaires pour déterminer leur charge absolue. En effet, l'intensité I du courant à travers 1cm^2 de surface est, en désignant par U la vitesse moyenne des ions positifs et négatifs sous l'influence d'une force électrique égale à 1, par E la force électrique agissante, supposée assez faible pour que le courant reste proportionnel à la force,

$$I = neEU,$$

où il n'y a plus d'autre inconnue que e .

Dans l'expérience citée page 236, les rayons de Röntgen pénètrent dans le vase à travers une plaque d'aluminium recouverte intérieurement de papier buvard mouillé.

Pour mesurer le courant qui passe à travers le gaz, on relie la plaque d'aluminium à une paire de quadrants d'un électromètre; l'autre paire de quadrants est en communication avec la masse de l'eau placée au-dessous (voir *fig. 71*). Cette masse d'eau est portée à un potentiel connu par l'un des pôles d'une pile de charge dont l'autre pôle est au sol. Après avoir chargé l'eau on l'isole, on fait passer les rayons de Röntgen, et la déviation de l'électromètre permet de déterminer la quantité d'électricité qui passe en une seconde. Soient C la capacité du système formé par l'eau et l'électromètre, V la différence de potentiel entre les quadrants correspondant à une déviation d'une unité sur l'échelle, p la dévia-

(¹) Voir ci-dessus, p. 244.

tion produite en 1 seconde, A la surface de l'eau; on a

$$I = \frac{\rho VC}{A} = neEU,$$

$$e = \frac{\rho VC}{nAEU}.$$

M. J.-J. Thomson (1) a ainsi trouvé

$$e = 6,5 \cdot 10^{-10}$$

pour l'air et

$$e = 6,7 \cdot 10^{-10}$$

pour l'hydrogène. En moyenne

$$e = 6,6 \cdot 10^{-10}.$$

M. H.-A. Wilson (2) a opéré d'une tout autre manière. Si, au sein d'un gaz ionisé et saturé de vapeur d'eau, on produit une détente convenable pour que les ions négatifs seuls provoquent la condensation, toutes les gouttelettes qui se forment sont électrisées négativement. Observons la chute du brouillard dans un champ électrique X dirigé de haut en bas.

La force agissant sur une gouttelette est $\frac{4}{3}\pi a^3 g - Xe$ et la vitesse de chute v (3)

$$v = \frac{2}{9} \left(g - \frac{3}{4} \frac{Xe}{\pi a^3} \right) \frac{a^2}{\mu}.$$

Quand on a mesuré v pour diverses valeurs de X, cette formule détermine a et e . M. Wilson trouve en moyenne

$$e = 3,1 \cdot 10^{-10},$$

valeur sensiblement moitié moindre que celle qui avait été obtenue par M. J.-J. Thomson.

On peut comparer cette valeur de e à celle que transporte

(1) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVI, 1898, p. 528.

(2) H.-A. WILSON, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. V, 1903, p. 429.

(3) Voir ci-dessus, p. 216.

un ion d'hydrogène dans l'électrolyse. Soient N le nombre des molécules d'hydrogène contenues dans 1 cm^3 , E la charge d'un ion d'hydrogène. Une unité électromagnétique ou $3 \cdot 10^{10}$ unités électrostatiques, passant dans l'eau acidulée, libèrent $1\text{ cm}^3, 23$ d'hydrogène contenant $1,23 N$ molécules ou $2,46 N$ atomes d'hydrogène. On a donc

$$2,46 NE = 3 \cdot 10^{10},$$

$$NE = 1,22 \cdot 10^{10}.$$

Nous avons vu, d'autre part, que les coefficients de diffusion D des ions sont liés à leur mobilité k par la relation

$$\frac{ne}{p} = \frac{k}{D},$$

et nous avons admis que le quotient $\frac{n}{p}$ est le même pour les ions que pour les molécules d'un gaz quelconque (1). Nous pouvons donc remplacer $\frac{n}{p}$ par $\frac{N}{P}$ et nous obtenons enfin

$$Ne = \frac{k}{D} P.$$

Des expériences de Rutherford sur les mobilités moyennes des ions et sur les coefficients moyens de diffusion ont donné les valeurs suivantes de Ne :

Gaz.	
Air	1,35 . 10 ¹⁰
Oxygène	1,25
Acide carbonique.....	1,30
Hydrogène.....	1,00

La combinaison des expériences de Zeleny (2) sur les mobilités et de Townsend (3) sur les coefficients de diffusion

(1) Voir ci-dessus, p. 227.

(2) Voir ci-dessus, p. 227 à 231.

(3) Voir ci-dessus, p. 224.

donne, pour les valeurs de $Ne \cdot 10^{-10}$:

	Gaz sec.		Gaz humide.	
	Ions +.	Ions -.	Ions +.	Ions -.
Air.....	1,28	1,29	1,46	1,31
Oxygène.....	1,34	1,27	1,63	1,36
Acide carbonique ...	1,01	0,87	0,99	0,93
Hydrogène.....	1,24	1,18	1,63	1,25

La moyenne générale de tous ces nombres donne

$$Ne = 1,247 \cdot 10^{10}.$$

Au degré d'approximation que peuvent comporter de semblables comparaisons, les valeurs de NE et de Ne sont identiques.

La charge e d'un ion gazeux est donc identique à celle E de 1^{er} d'hydrogène dans l'électrolyse : $e = E$.

Cette charge, pour laquelle nous adopterons le nombre de M. H.-A. Wilson, est aussi la charge de n'importe quel atome dans l'électrolyse et de n'importe quel ion gazeux. C'est, si l'on veut, une unité naturelle d'électricité. C'est la plus petite charge que nos méthodes actuelles nous permettent de concevoir isolée.

NOMBRE DES MOLÉCULES D'UN GAZ. — Connaissant les valeurs de e et de Ne , on en déduit le nombre d'atomes $2N$ contenus dans 1^{cm³} d'hydrogène et le nombre N de molécules.

Adoptant la valeur de e donnée par M. H.-A. Wilson, on trouve ainsi

$$N = 4 \cdot 10^{19}.$$

Ce nombre est extrêmement considérable par rapport au nombre n d'ions dans les gaz les plus fortement ionisés.

MASSE D'UNE MOLÉCULE D'HYDROGÈNE. — Connaissant N on calcule la masse M de 1^{mol} d'hydrogène. On a, en effet, pour la masse de 1^{cm³} d'hydrogène,

$$NM = 8,95 \cdot 10^{-5},$$

$$M = 2,24 \cdot 10^{-24}.$$

MASSE D'UN CORPUSCULE. — Connaissant la masse $\frac{M}{2}$ de 1^{at} d'hydrogène et sa charge E , nous pouvons déterminer le rapport $\frac{2E}{M} = \frac{2e}{M}$ et le comparer au rapport $\frac{e}{m}$ qui caractérise les rayons cathodiques

$$\frac{2E}{M} = 2,72 \cdot 10^{14} \text{ unités électrostatiques.}$$

Les valeurs que nous avons trouvées pour $\frac{e}{m}$ oscillent de $1,86 \cdot 10^7$ à $6,39 \cdot 10^6$ unités électromagnétiques; c'est-à-dire de $5,58 \cdot 10^{17}$ à $1,92 \cdot 10^{17}$ unités électrostatiques.

Nous en déduisons que le rapport $\frac{2m}{M}$ de la masse d'un corpuscule constituant des rayons cathodiques à la masse d'un ion d'hydrogène est de l'ordre de $4,87 \cdot 10^{-4}$ à $1,41 \cdot 10^{-3}$, c'est-à-dire de $\frac{1}{2000}$ à $\frac{1}{700}$ de l'atome d'hydrogène.



CHAPITRE XII.

CAS DIVERS D'IONISATION.

Ionisation par les solides incandescents. — Ionisation dans le vide. — Nature des ions émis. — Ionisation dans un gaz. — Dimensions des ions positifs émis par les corps chauds.

Ionisation par les flammes. — Flammes contenant des vapeurs salines. — Vitesse des ions dans les gaz des flammes. — Courant maximum que peut transporter la vapeur d'un sel. — Effet de Hall dans les flammes chargées de sels.

Ionisation par le phosphore. — Expériences de M. E. Bloch. — Manomètre à bulle. — Existence d'un courant de saturation. — Mobilité des ions du phosphore. — Nature des ions du phosphore. — Conductivité des gaz récemment préparés.

IONISATION PAR LES SOLIDES INCANDESCENTS.

On sait qu'à partir de la température du rouge, l'air compris entre deux électrodes métalliques se comporte comme un conducteur. Nous avons rapporté, en leur place, les expériences faites à cet égard par M. Blondlot (¹). Quand on écarte plus ou moins les électrodes, le courant produit, à température constante, n'obéit pas à la loi de Ohm.

Étant donné ce que nous savons déjà sur la conductivité des gaz produite par les rayons de Röntgen ou par les matières radioactives, nous devons être portés à penser que la conductivité de l'air, dans les expériences de M. Blondlot et dans d'autres, plus ou moins similaires, est due à une ionisation; il convient donc de diriger nos recherches en vue de

(¹) Voir t. IV, 2^e fasc., p. 229.

vérifier cette induction, et de préciser les conditions de production des ions et leur nature.

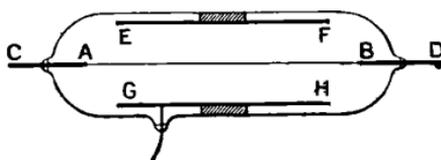
Guthrie ⁽¹⁾ a, le premier, signalé une dissymétrie dans l'action exercée par un corps chaud placé dans l'air, suivant le signe de son électrisation. Il a montré qu'une balle de fer chauffée au rouge est susceptible de conserver une charge négative, non une charge positive; tandis qu'au rouge blanc, la même balle ne peut conserver aucune électrisation.

Elster et Geitel ⁽²⁾ ont étudié la charge que peut prendre un conducteur isolé placé au voisinage d'un fil conducteur échauffé par un courant. Les phénomènes, fort compliqués au premier abord, dépendent de la nature et de la température du fil, de la nature et de la pression du gaz dans lequel le système se trouve plongé.

IONISATION DANS LE VIDE. — Pour porter la lumière dans une question aussi complexe, il convient de restreindre le nombre des éléments variables. Nous étudierons d'abord les phénomènes produits par un corps chaud placé dans le vide de Crookes.

Voici comment a opéré M. Richardson ⁽³⁾. Un fil métallique fin AB est tendu dans un tube X vide, suivant l'axe d'un

Fig. 72.



cylindre métallique isolé EFGH (*fig.* 72). Le fil est porté, par un courant, à une température très élevée, qu'on doit

(1) GUTHRIE, *Phil. Mag.*, 4^e série, t. XLVI, 1873, p. 257.

(2) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. XVI, 1882, p. 193; t. XIX, 1883, p. 588; t. XXII, 1884, p. 123; t. XXVI, 1885, p. 1; t. XXXI, 1887, p. 109; t. XXXVII, 1889, p. 315; *Wiener Berichte*, XCVII, 1889, p. 1175.

(3) O.-W. RICHARDSON, *Proc. Camb. phil. Soc.*, t. XI, 1902, p. 286. Voir J.-J. THOMSON, *Conduction of Electricity through gases*, p. 160.

maintenir pendant un temps très long, 8 jours par exemple, avant qu'un régime normal puisse s'établir. Pendant cet intervalle, il faut, à l'aide d'une trompe à mercure, enlever les traces de gaz dégagées soit par le fil chauffé, soit par les parois du tube.

Alors, mais alors seulement, on observe des phénomènes parfaitement réguliers. Quand on met le fil en communication avec l'un des pôles d'une pile, le cylindre avec l'autre pôle, et que le fil est à la température du rouge, un courant passe si le fil est négatif; s'il est positif, le courant ne passe pas. Ce courant n'obéit pas à la loi de Ohm. Il croît d'abord avec la force électromotrice, mais tend vers une limite finie : il y a un courant de saturation.

L'intensité du courant de saturation croît très rapidement avec la température du fil. On obtient celle-ci par une simple mesure de résistance, et il est possible de construire une courbe en prenant pour abscisses les températures T , pour ordonnées les intensités I du courant de saturation. On trouve que

$$(1) \quad I = aT^{\frac{1}{2}}e^{-\frac{b}{T}};$$

a et b sont des constantes, e est la base des logarithmes népériens.

Avec le fil de platine employé par M. Richardson, le courant était de $4 \cdot 10^{-4}$ ampères à 1500° , ce qui correspondait à environ 1 milliampère par centimètre carré de surface du fil. Avec des filaments de carbone, les débits, bien plus considérables, peuvent atteindre jusqu'à 1 ampère par centimètre carré. D'après l'auteur, cela tient surtout à ce que le carbone peut être porté à des températures plus élevées que le platine. En effet, la formule (1), avec les constantes de M. Richardson, donnerait 1 ampère par centimètre carré, pour le platine à 2000° .

NATURE DES IONS ÉMIS. — M. J.-J. Thomson a déterminé le rapport $\frac{e}{m}$ de la charge électrique e à la masse m des ions

émis par un filament de carbone. La valeur qu'il a trouvée ⁽¹⁾ est identique à celle qui se rapporte aux rayons cathodiques. L'électricité négative est donc transportée *par des corpuscules* émis par le carbone ou le platine incandescents.

Cette émission de corpuscules par des corps portés à de très hautes températures est probablement un fait d'une haute généralité; il trouvera sans doute des applications importantes dans l'étude de la Physique cosmique ⁽²⁾.

Nous pouvons imaginer que des corpuscules libres existent à toute température dans les métaux et autres corps conducteurs solides, et qu'ils s'y comportent comme des gaz dissous. Ils s'en dégagent à une température suffisamment élevée, comme une vapeur s'échappe d'un liquide, c'est-à-dire que l'équilibre entre les corpuscules extérieurs et intérieurs au métal est réglé par une sorte de pression maximum, exercée par les corpuscules extérieurs. En partant de cette idée, M. J.-J. Thomson retrouve théoriquement la formule empirique de M. Richardson ⁽³⁾. Il conclut que la pression des corpuscules à l'intérieur du platine serait, à la température ordinaire, de l'ordre de 30^{atm} à 40^{atm} .

IONISATION DANS UN GAZ. — Quand on chauffe un fil métallique, non plus dans le vide, mais dans un gaz, le fil commence, dès la température du rouge, à électriser *positivement* les objets voisins. C'est notamment ce qui se passe dans l'air à la pression atmosphérique. Si l'on élève davantage la température, le potentiel positif auquel peuvent être portés les corps voisins croît jusqu'à la température du rouge jaune, puis diminue, et, à la température du rouge blanc, devient à peine sensible.

On conçoit bien qu'un gaz à une pression élevée doive limiter beaucoup la quantité d'électricité négative que peut

⁽¹⁾ Voir ci-dessus, p. 244.

⁽²⁾ M. Arrhenius a essayé d'expliquer les aurores polaires par l'action de corpuscules ainsi émanés du Soleil (*Physikalische Zeitschrift*, t. II, 1901, p. 81 et 97). Voir ci-dessus, p. 97.

⁽³⁾ Voir ci-dessus, p. 253.

émettre un fil chauffé, car les corpuscules issus du fer, avant d'atteindre le corps récepteur, heurteront un grand nombre de fois les molécules neutres du gaz; beaucoup d'entre eux pourront être réabsorbés par le métal. Mais, pour expliquer l'électrisation *positive* émise dans un gaz, et cela dès une température à laquelle on n'observe aucun effet sensible dans le vide, il est nécessaire d'invoquer une cause d'ionisation, différente de celle qui nous est déjà connue et assez intense pour en masquer absolument l'effet.

Cette source d'ionisation réside au voisinage immédiat du métal chaud, car le courant de saturation que l'on peut obtenir entre une plaque chauffée et une plaque parallèle froide est indépendant de la distance des plaques.

Elle paraît liée au dégagement des gaz occlus et à la désagrégation qu'éprouvent les métaux chauffés au rouge, principalement en présence de traces d'oxygène.

Les poussières très ténues qui s'échappent d'un fil chauffé au rouge peuvent être manifestées par des expériences de condensation. Si, dans l'appareil de Wilson, que nous avons décrit ⁽¹⁾, on tend un fil métallique, et qu'après avoir, par un nombre suffisant de détentes, éliminé toutes les poussières présentes dans le gaz, on chauffe le fil et qu'on le laisse ensuite refroidir, on constate que la condensation se produit désormais pour des détentes très inférieures à celles qui sont nécessaires dans le cas de gaz ionisés à la manière ordinaire ⁽²⁾. Les ions actifs doivent donc, dans ce cas, être de dimensions exceptionnellement grandes.

DIMENSION DES IONS POSITIFS ÉMIS PAR LES CORPS CHAUDS. —

Cette hypothèse est confirmée par des expériences de M. J.-J. Thomson ⁽³⁾, relatives à la détermination du rapport $\frac{e}{m}$ pour les ions positifs du platine chaud. La méthode, employée dans le cas des corpuscules, doit être modifiée, en ce sens qu'un

(1) Voir ci-dessus, p. 209 et 210.

(2) AITKEN, *Trans. Roy. Soc. Edimb.*, t. XXX, p. 337.

(3) J.-J. THOMSON, *Conduction of Electricity through gases*, p. 182.

champ magnétique, pour agir d'une manière efficace sur ces ions, doit être extrêmement considérable. Dans certaines expériences, un champ de 19 000 unités C. G. S. s'est montré insuffisant. En somme, les expériences, d'ailleurs fort irrégulières, ont pu être poursuivies à de très basses pressions et ont permis de mesurer des valeurs de $\frac{e}{m}$ comprises entre 60 et 720. Si l'on admet que la charge des nouveaux ions est la même que celle des ions ordinaires, leur masse serait comprise entre 14 et 170 fois la masse d'un atome d'hydrogène. Les supports des charges seraient donc à la fois des atomes d'air et des atomes de platine, ces derniers dominant beaucoup; certains des supports paraissent même être beaucoup plus gros et sont constitués probablement par une vraie poussière de platine.

Pour expliquer les phénomènes observés quand la température du platine, chauffé dans l'air, s'élève progressivement, il faut admettre qu'aux plus basses températures où le platine se montre efficace, il n'émet que les ions positifs dont nous venons de nous occuper. A une température plus élevée, il émet simultanément des ions positifs et négatifs, mais les ions positifs dominent toujours, à moins que le fil n'ait été chauffé pendant un temps suffisamment long et que la pression ne soit suffisamment basse, comme cela avait lieu dans les expériences faites dans le vide de Crookes (1).

IONISATION PAR LES FLAMMES.

On sait depuis longtemps que les gaz chauds de la flamme sont conducteurs de l'électricité; nous avons fait usage de cette propriété pour décharger un corps électrisé à l'aide d'une flamme, comme on le déchargerait par une pointe (2).

On peut constater, à l'intérieur même d'une flamme, l'existence d'un courant de saturation.

Les gaz émanés d'une flamme conservent pendant quelque

(1) Voir ci-dessus, p. 252.

(2) Voir t. IV, 4^e fasc., p. 6.

temps leur conductivité, même quand ils sont refroidis. On peut la leur enlever en les faisant passer dans un champ électrique suffisamment énergique, entre deux électrodes métalliques, qui les dépouillent de tous leurs ions. La conductivité des gaz de la flamme ne peut donc être attribuée à l'action de matières radioactives neutres produites par la combustion, car de telles substances ne sauraient être arrêtées par un champ électrique.

Les flammes hydrocarbonées, oxyhydrique, la flamme de l'alcool, etc., sont ionisantes. Quelques flammes à très basse température, comme celle de l'éther, ne le sont pas sensiblement. Il semble que les conditions requises sont à la fois la production d'une action chimique dans les gaz, et une température assez élevée.

Les diverses parties d'une flamme peuvent être différemment électrisées; il en résulte que, dans un champ électrique, une flamme peut se diviser en deux portions, et donner lieu à des apparences plus ou moins curieuses, étudiées notamment par M. Neyreneuf (1).

FLAMMES CONTENANT DES VAPEURS SALINES. — Quand une flamme contient la vapeur d'un sel alcalin ou alcalino-terreux, sa conductivité devient beaucoup plus grande et surtout plus régulière. Les sels des autres groupes métalliques, la vapeur d'eau, les vapeurs acides, n'augmentent pas sensiblement la conductivité de la flamme (2).

On peut, par exemple, employer le gaz d'éclairage que l'on sature, avant son arrivée au bec de combustion, d'une solution saline finement pulvérisée. Le dispositif représenté par la figure 73, empruntée à M. de Watteville (3), peut rendre de grands services dans l'analyse spectrale. Il a été imaginé par M. Gouy (4). Un ballon A reçoit le pulvérisateur P, consistant

(1) NEYRENEUF, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 5^e sér., t. II, 1874, p. 473.

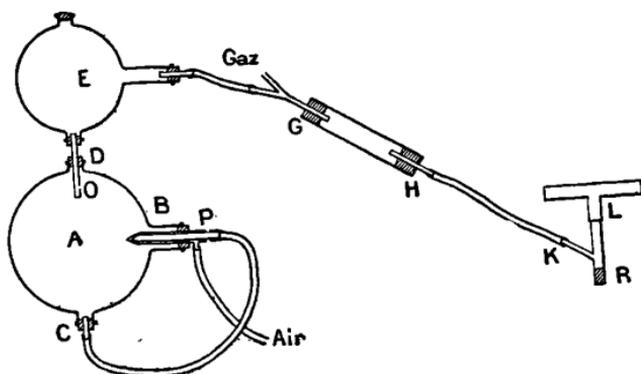
(2) G. MOREAU, *Journal de Phys.*, 4^e sér., t. II, 1903, p. 558; *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7^e sér., t. XXX, 1903, p. 5.

(3) DE WATTEVILLE, *Recherches expérimentales sur le spectre des flammes*, Paris, 1904.

(4) GOUY, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 5^e sér., t. XVIII, 1879.

en deux tubes concentriques dont l'un livre passage au liquide, l'autre à l'air. La plus grande partie du liquide retombe dans le récipient A d'où elle provient, soit directement, soit du

Fig. 73.



ballon condenseur E placé au-dessus; le reste est entraîné dans le tube GH où le gaz d'éclairage se mêle à l'air, avant d'atteindre le brûleur L.

Les flammes ainsi chargées de sels ont été étudiées par Arrhenius ⁽¹⁾, par Wilson ⁽²⁾ et par G. Moreau ⁽³⁾. Le premier et l'un des plus importants résultats qu'ils ont obtenus, c'est que des dissolutions *d'un même métal*, de concentration faible et équivalente (c'est-à-dire contenant les divers sels en quantités proportionnelles à leur équivalent électrochimique), communiquent à la flamme la même conductivité.

A concentration, à température et sous une différence de potentiel égales, les métaux alcalins se rangent, pour la conductivité donnée à la flamme, dans l'ordre de leurs poids atomiques, la conductivité étant d'autant plus grande que le poids atomique est plus élevé. Le Tableau suivant, emprunté à M. Wilson, donnera une idée générale du phénomène.

(¹) ARRHENIUS, *Wied. Ann.*, t. XLIII, 1891, p. 18.

(²) H.-A. WILSON, *Phil. Trans.*, 1^{re} part., t. CXCII, 1899, p. 499.

(³) MOREAU, *loc. cit.*

Différence de potentiel en volts.	Chlorures.			Nitrates.		
	5,60	0,795	0,237	5,60	0,795	0,237
	<i>Courant.</i>			<i>Courant.</i>		
Cæsium	123	60,5	22,2	303	115	36,6
Rubidium	41,4	26,4	11,3	213	82,4	25,9
Potassium	21,0	13,4	5,75	68,4	29,3	9,35
Sodium	3,49	2,45	1,25	3,88	2,67	1,32
Lithium	1,29	0,87	0,41	1,47	0,99	0,53
Hydrogène	0,75	"	0,27	"	"	"

En ce qui concerne la variation de la conductivité avec la concentration de la solution, Arrhenius avait annoncé qu'elle est proportionnelle à la racine carrée de la concentration, mais il résulte des expériences de Wilson que cette loi ne peut être considérée que comme approchée.

VITESSE DES IONS DANS LES GAZ DES FLAMMES. — Voici le principe de la méthode mise en œuvre par Wilson pour déterminer cette vitesse.

Disposons l'une au-dessus de l'autre, dans la flamme, deux électrodes horizontales. Une coupelle contenant une dissolution de sel est également placée dans la flamme, mais un peu au-dessous du niveau de l'électrode supérieure. Si la présence du sel n'affecte pas le courant qu'une différence de potentiel donnée établit entre les deux électrodes, c'est qu'aucun ion provenant du sel n'a pu atteindre l'électrode inférieure; la vitesse communiquée, par le champ, à ces ions est donc inférieure à la vitesse du courant gazeux, qui tend à les entraîner en sens contraire. Il suffira de déterminer la force électromotrice minimum pour laquelle la présence du sel commence à modifier le courant électrique; suivant que l'électrode inférieure sera positive ou négative, on en déduira la vitesse des ions de l'un ou de l'autre signe.

En opérant ainsi, M. Wilson a trouvé qu'à la température de 2000° et pour un champ de 1 volt par centimètre la vitesse des ions négatifs était de 1000^{cm} par seconde, celle des ions positifs alcalins de 62^{cm} environ.

Dans un courant d'air chaud à 1000° ces vitesses sont réduites respectivement à 26^{cm} pour les ions négatifs, à 7^{cm}, 2 pour les ions positifs alcalins, à 3^{cm}, 8 pour les ions positifs des métaux alcalino-terreux.

Par une méthode un peu différente, M. Moreau a trouvé que la vitesse des ions négatifs croît à mesure que la concentration du sel dans la flamme décroît. A une température de 1600° à 1700°, cette vitesse passe de 660^{cm} à 1320^{cm} par seconde quand la concentration d'un sel de potassium varie de 1 à $\frac{1}{256}$. La limite vers laquelle tend cette vitesse est la même pour les sels de potassium et de sodium. La vitesse des ions positifs ne paraît pas dépendre de la concentration : elle est uniformément de 80^{cm} par seconde.

Il est difficile de fournir une explication parfaitement satisfaisante de ces résultats. Il est vraisemblable que les corpuscules et ions positifs produits dans les flammes ne sont libres que pendant une très petite fraction de leur parcours, variable avec la température, et qu'ils adhèrent presque aussitôt à des agglomérations moléculaires ou à des poussières tenues en suspension dans la flamme. Ils acquièrent ainsi une inertie considérable, d'où il suit que leur vitesse est toujours très faible par rapport à celle des ions ordinaires.

COURANT MAXIMUM QUE PEUT TRANSPORTER LA VAPEUR D'UN SEL.

— M. Wilson (1) a prouvé que le courant maximum qu'une vapeur saline est apte à transporter est précisément celui que ce sel pourrait conduire par voie électrolytique, c'est-à-dire s'il était en dissolution dans l'eau. Ce résultat capital a été obtenu de la manière suivante. La dissolution saline pulvérisée était injectée, en même temps qu'un courant d'air, dans un long tube de platine chauffé au rouge jaune. Dans l'axe de ce tube était disposé un second tube plus étroit. On mesurait le courant produit entre les deux tubes par une différence de potentiel donnée. Dans ces conditions, quelque grande que soit la différence de potentiel et quelle que soit la température, le courant atteint une limite qu'il est impos-

(1) H.-A. WILSON, *Phil. Mag.*, 6^e sér., t. IV, 1902, p. 207.

sible de dépasser; le courant limite croît proportionnellement à la quantité de vapeur saline convoyée par le courant d'air dans l'unité de temps, et possède bien la valeur calculée *a priori*, d'après la loi indiquée ci-dessus. Les expériences ont porté sur les sels suivants : CsCl, CsCO³, RbI, RbCl, Rb²CO³, KI, KBr, KFl, K²CO³, NaI, NaBr, NaCl, Na²CO³, LiI, LiBr, LiCl, Li²CO³.

Ainsi, dans les flammes comme au sein d'une dissolution, chaque molécule saline, telle que NaCl, donne naissance à un ion positif et à un ion négatif; les charges transportées par ces ions sont les mêmes que dans l'électrolyse.

EFFET DE HALL DANS LES FLAMMES CHARGÉES DE SELS. — La théorie proposée par M. Donnan ⁽¹⁾ pour expliquer le phénomène de Hall dans les électrolytes, peut être étendue au cas des flammes salées.

Établissons dans une flamme salée un champ électrique **X** et un champ magnétique **H** normal à **X**. Puisque, au sein des flammes, les ions négatifs se meuvent beaucoup plus vite que les ions positifs, l'action électromagnétique qui s'exerce sur les premiers est de beaucoup la plus intense; les deux sortes d'ions ont donc une tendance à se séparer dans la direction **Oz**, normale au plan **XH**. Il s'établira donc, dans cette direction, un champ électrique qui correspond précisément à l'effet de Hall.

M. Marx ⁽²⁾ a constaté, dans les flammes salées, l'existence du champ **Z** et il en a mesuré la valeur. M. Moreau ⁽³⁾ a comparé les valeurs de la rotation $\frac{Z}{HX}$ observée et calculée d'après les mobilités des ions qu'il a lui-même déterminées. L'accord est satisfaisant.

⁽¹⁾ Voir ci-dessus, p. 189.

⁽²⁾ MARX, *Drude's Ann.*, t. II, 1900, p. 798.

⁽³⁾ MOREAU, *loc. cit.*

IONISATION PAR LE PHOSPHORE.

EXPÉRIENCES DE M. E. BLOCH. — On sait que l'oxydation lente du phosphore à l'air humide est accompagnée de divers phénomènes, tels que phosphorescence, production d'ozone, etc. Matteucci ⁽¹⁾ et beaucoup plus récemment MM. Naccari ⁽²⁾, Elster et Geitel ⁽³⁾, Shelford Bidwell ⁽⁴⁾ ont reconnu qu'au voisinage du phosphore l'air devient conducteur. M. Barus ⁽⁵⁾ a, en outre, établi que l'approche d'un bâton de phosphore provoque une condensation très abondante dans un jet de vapeur. De l'ensemble de ces faits on est porté à induire que le phosphore ionise l'air dans son voisinage.

De nombreux expérimentateurs, notamment MM. Barus ⁽⁶⁾, Schmidt ⁽⁷⁾, Elster et Geitel, ont essayé de préciser les conditions très complexes de l'ionisation par le phosphore. Les résultats les plus nets ont été obtenus par M. E. Bloch ⁽⁸⁾, au travail duquel nous emprunterons les seuls détails que nous donnerons sur ce sujet.

M. Bloch a étudié la conductivité de l'air qui a passé sur le phosphore. Il a d'abord reconnu que, si l'on emploie de l'air humide, les résultats sont tout à fait irréguliers. Il est indispensable de bien dessécher l'air; alors seulement on peut obtenir des mesures cohérentes.

(¹) MATTEUCCI, cité par M. J.-J. Thomson, *Encyclop. Britann.*, t. VIII, p. 622 (Ed. de 1855).

(²) NACCARI, *Atti dell' Acad. di Torino*, t. XXV, p. 252; *Nuovo Cimento*, 3^e série, t. XXVII, 1890, p. 228.

(³) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, 1890, p. 321.

(⁴) SHELFORD BIDWELL, *Nature*, t. LV, 1896, p. 6.

(⁵) BARUS, *American meteorological Journal*, mai 1893.

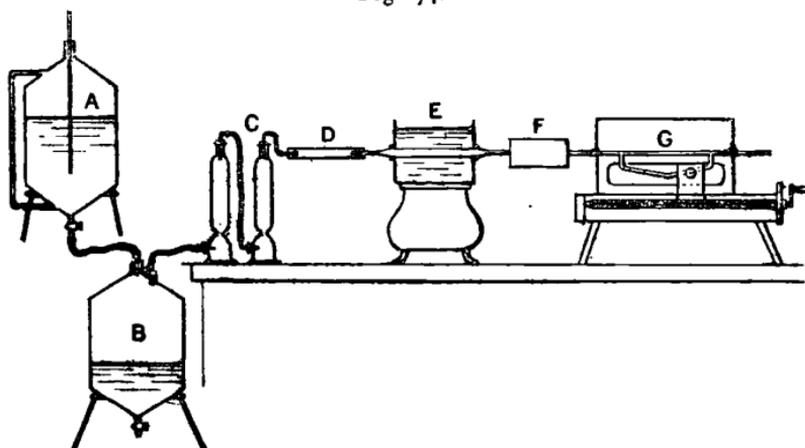
(⁶) BARUS, *Science*, t. XI, 1900, p. 201; t. XXII, 1901, p. 501; *Phys. Review*, t. X, 1900, p. 257; *Phil. Mag.*, 6^e série, t. I, 1900, p. 572; t. II, 1902, p. 40, 391, 477; t. III, 1902, p. 80.

(⁷) G.-C. SCHMIDT, *Drude's Ann.*, t. X, 1903, p. 722; *Physik. Zeitsch.*, t. III, 1902, p. 475; t. IV, 1903, p. 293.

(⁸) E. BLOCH, Thèse de Doctorat de la Faculté des Sciences de Paris. *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8^e série, t. IV; *Journal de Physique*, 4^e série, t. III, 1904, p. 755 et 913.

La disposition générale de l'appareil est représentée par la figure 74. L'air chassé d'un récipient B par l'écoulement

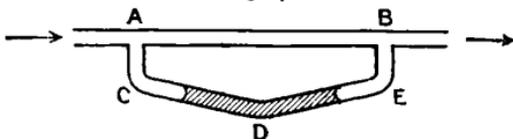
Fig. 74.



d'un flacon de Mariotte A se dessèche dans les éprouvettes C et le tube D, avant de passer sur le phosphore dans le tube E, maintenu, par un bain d'eau, à une température constante. Il atteint ensuite l'appareil de mesures électriques F et sort en G à travers un tube manométrique spécial destiné à déterminer le débit du courant d'air.

MANOMÈTRE A BULLE. — Ce manomètre, à bulle de xylol, est d'un type imaginé par Töpler. Il est représenté à part (*fig. 75*).

Fig. 75.



Quand un courant d'air passe en AB dans le sens de la flèche, la bulle de xylol se déplace d'une petite quantité, qu'on mesure à l'aide d'un viseur à réticule, et qui, dans les limites étendues, est proportionnelle à la vitesse du courant gazeux. La bulle se déplace en vertu de la viscosité du gaz, sous l'influence de la différence des pressions en A et B, le long du

tube capillaire AB. On sait, d'après la théorie des expériences de Poiseuille, que cette différence de pression obéit aux lois exprimées par la formule

$$p = \frac{8\eta l}{\pi \alpha^4} U,$$

dans laquelle η est le coefficient de viscosité du gaz, l la longueur AB, α le rayon du tube, enfin U le débit en centimètres cubes par seconde (1).

Il est facile d'étalonner le tube pour un gaz donné, de telle sorte que le déplacement de la bulle, proportionnel à p , permette de calculer immédiatement le débit.

EXISTENCE D'UN COURANT DE SATURATION. MOBILITÉ DES IONS DU PHOSPHORE. — Le tube G de la figure 74 est un condensateur cylindrique. On établit entre les deux armatures une différence de potentiel variable à volonté, et l'on constate aisément l'existence d'un courant de saturation, à la condition de n'opérer de mesures qu'au bout d'un temps assez long après le montage de l'appareil, quand on n'aperçoit plus de fumées blanches bien appréciables. Alors seulement les résultats deviennent réguliers. L'intensité de l'ionisation diminue d'ailleurs avec le temps, à mesure que la couche d'oxyde, formée à la surface du phosphore, devient plus épaisse.

Le courant de saturation n'est obtenu que pour des différences de potentiel beaucoup plus considérables que dans le cas de l'ionisation par les rayons de Röntgen, ce qui tient à la masse plus grande des ions produits par le phosphore. M. Bloch a, en effet, mesuré la mobilité de ces ions par une variante de la méthode des courants gazeux de Zeleny (2) transformée en méthode de zéro, et il a trouvé que la vitesse des ions positifs et négatifs est de l'ordre de $\frac{1}{30}$ à $\frac{1}{300}$ de millimètre, c'est-à-dire en moyenne mille fois plus faible que pour les ions de Röntgen. Cette vitesse, variable entre des

(1) Voir t I, 2^e fasc., p. 132, la démonstration de cette formule.

(2) Voir ci-dessus, p. 228 et suiv.

limites assez étendues, suivant la condition des expériences, paraît être la même pour les ions des deux signes, contrairement à ce qui arrive pour les ions communs, dans les gaz secs.

NATURE DES IONS DU PHOSPHORE. — Une différence essentielle entre les ions du phosphore et ceux que l'on a étudiés précédemment, c'est qu'au lieu d'exiger un certain degré de sursaturation de la vapeur d'eau pour en provoquer la condensation, ils agissent déjà sur la vapeur simplement saturante.

M. Bloch a établi que les ions du phosphore sont inséparables des poussières très ténues que contient le courant d'air sec chargé d'émanation. Ces poussières, invisibles dans la lumière diffuse, alors que les phénomènes étudiés par l'auteur ont acquis toute leur régularité, peuvent être aperçues en dirigeant un faisceau intense de lumière électrique dans les tubes où circule le gaz ionisé. Si l'on fait passer ce gaz entre deux armatures métalliques portées à une différence de potentiel suffisante, tous les ions sont arrêtés au passage, et le gaz illuminé se montre entièrement dépouillé de poussières. L'expérience peut être faite, comparativement, dans deux compartiments adjacents d'une même enceinte, où l'on n'établit le champ que d'un seul côté. Elle est rendue encore plus frappante, si l'on fait d'abord barboter le gaz, chargé d'émanation, dans un flacon laveur; on provoque ainsi un nuage assez épais, qui disparaît entièrement du côté où règne le champ.

Si les ions du phosphore sont inséparables des poussières que convoie le courant gazeux, il ne semble cependant pas que chacun des grains de cette poussière soit un ion. S'il en était ainsi à un moment donné, par exemple à l'instant où le gaz est en contact avec le phosphore, la recombinaison spontanée des ions produirait des grains de poussière neutre aux dépens des grains ionisés en sens contraire et cela en proportion d'autant plus grande que le temps écoulé depuis l'instant de l'ionisation est plus considérable. La présence de ces poussières neutres entraîne des complications fâ-

cheuses, par exemple pour la mesure du coefficient de recombinaison des ions (1).

L'air ionisé par le phosphore retient des poussières en quantité appréciable même après avoir traversé un tampon de coton de verre de 5^{cm} de long, ou un barboteur à eau, à acide sulfurique, etc. Il retient aussi une partie de son ionisation primitive (du $\frac{1}{6}$ aux $\frac{9}{10}$ d'après les mesures de M. Bloch); alors que, dans des conditions identiques, les ions communs seraient complètement arrêtés.

CONDUCTIVITÉ DES GAZ RÉCEMMENT PRÉPARÉS. — On connaît quelques cas comparables à celui de l'ionisation par le phosphore. Ainsi M. Kaehler (2) a trouvé que l'air devient conducteur au voisinage d'une chute d'eau salée; M. Townsend (3), que les gaz récemment préparés par voie d'électrolyse, notamment l'oxygène, l'hydrogène et le chlore, sont conducteurs. Enfin M. Enright (4) a reconnu la même propriété sur un grand nombre de gaz récemment préparés.

En général, les gaz récemment préparés emportent une certaine charge, c'est-à-dire que les ions des deux signes s'y trouvent en quantités inégales. Si l'on fait arriver dans un cylindre de Faraday, relié à un électromètre, de l'hydrogène préparé par le zinc et l'acide chlorhydrique, de l'acide carbonique résultant de l'action de l'acide chlorhydrique sur le marbre, de l'oxygène provenant de la décomposition par la chaleur du permanganate de potasse, on constate que ces gaz sont chargés positivement, tandis que l'oxygène dégagé d'un mélange de bioxyde de manganèse et de chlorate de potasse chauffés est négatif. Le résidu de la préparation prend une charge de sens contraire.

On peut reconnaître la présence simultanée, dans le gaz, des ions des deux signes, en employant la méthode des cou-

(1) Voir la Thèse de M. Bloch, p. 69, 82.

(2) K. KAEHLER, *Drude's Ann.*, t. XII, 1903, p. 1119.

(3) TOWNSEND, *Proc. of Cambr.*, t. IX, p. 5; *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLV, 1898, p. 125.

(4) ENRIGHT, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXXIX, 1890, p. 56.

rants gazeux, sous la forme que lui a donnée M. Bloch (1) pour l'étude de l'ionisation par le phosphore. Suivant le signe de la différence de potentiel employée, on mesurera séparément la conductivité afférente à la présence des ions de chaque signe. Dans le cas de l'hydrogène et de l'acide carbonique, préparés par le zinc ou le marbre avec l'acide chlorhydrique, le nombre des ions positifs est de six à dix fois supérieur à celui des ions négatifs; mais il suffit de prolonger longtemps le dégagement de l'hydrogène, de manière à ce que, dans l'appareil de préparation, la liqueur se charge fortement de chlorure, pour que la proportion des ions soit profondément modifiée et que la charge résultante positive fasse place à une charge négative.

L'étude de ces phénomènes très complexes semble à peine ébauchée. Cependant M. Bloch a établi que la conductivité des gaz récemment préparés, comme celle de l'air ionisé par le phosphore, est intimement liée à la présence de poussières solides ou liquides très ténues que ces gaz entraînent avec eux et dont il est fort difficile de les débarrasser : on sait qu'elles traversent en partie même une série de flacons laveurs.

La méthode qui a permis à M. Bloch de mesurer la mobilité des ions du phosphore a été appliquée par lui, avec succès, au cas qui nous occupe. Les mobilités, toujours très faibles, sont du même ordre de grandeur que pour le phosphore.

Comme ceux du phosphore, les ions des gaz récemment préparés provoquent la condensation de la vapeur simplement saturée. Bien entendu les poussières ionisées se mêlent progressivement de poussières neutres par le jeu des recombinaisons, et l'on ne saurait faire la part des unes et des autres dans la condensation de vapeur qu'elles provoquent.

M. Langevin (2) a démontré tout récemment la présence dans l'atmosphère d'une très petite quantité d'ions à faible mobilité, probablement analogues aux ions du phosphore et aux ions des gaz récemment préparés.

(1) Voir la Thèse de M. Bloch, p. 108 à 113.

(2) LANGEVIN, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXL, 1905, p. 232.

CHAPITRE XIII.

RADIOACTIVITÉ (¹).

Propriétés des corps radioactifs. — Substances radioactives. — Radium — Polonium. — Actinium. — Étude générale de l'émanation. — Radiations secondaires provoquées par les corps radioactifs. — Étude du rayonnement direct. — Étude des rayons β . — Variation de $\frac{e}{m}$ avec la vitesse de projection. — Expériences de M. Kaufmann. — Énergie magnétique d'une particule électrisée en mouvement. — Accroissement apparent de la masse d'un corps électrisé en mouvement. — Absorption par la matière des rayons cathodiques et des rayons β . — Les rayons α . — Spinthariscopes. — Absorption des rayons α par la matière. — Les rayons γ . — Retour sur les propriétés de l'émanation. — Radioactivité induite. — Uranium X. — Thorium X. — Phénomènes calorifiques.

PROPRIÉTÉS DES CORPS RADIOACTIFS. — Rappelons que les corps radioactifs (²) sont caractérisés par la propriété d'émettre, sans avoir été soumis à aucune excitation spéciale, des radiations capables de traverser l'aluminium et les métaux en couches minces, d'agir sur les plaques photographiques, de rendre l'air conducteur à la manière des rayons cathodiques ou des rayons X, et de décharger ainsi un électroscope soumis à l'action de ces radiations; enfin d'exciter la phosphorescence.

(¹) Pour toutes les matières contenues dans ce Chapitre, on consultera avec fruit la Thèse de M^{me} Curie, Paris, 1903, et le Traité de M. Rutherford ayant pour titre : *Radioactivity* (Cambridge, 1904).

J'ai fait aussi un grand usage du Cours professé, à la Sorbonne, par M. Curie, pendant le 1^{er} semestre 1904-1905.

(²) Voir 2^e Supplément, p. 195-199.

De là trois procédés distincts pour manifester la radioactivité : l'emploi de l'électroscope, de plaques photographiques ou d'écrans phosphorescents. Le premier de ces procédés peut seul passer pour un véritable procédé de mesure de la radioactivité : c'est à lui qu'ont eu recours M. et M^{me} Curie dans les recherches qui ont abouti à la découverte du polonium et du radium. Ce procédé consiste, on le sait, à recouvrir l'un des plateaux d'un condensateur de la substance à étudier et à mesurer l'intensité du courant de saturation produit.

Le dispositif primitivement mis en œuvre par M^{me} Curie comportait l'usage d'un quartz piézoélectrique; il permettait de mesurer l'intensité de courants compris entre 10^{-11} et 10^{-9} ampères. Pour des corps fortement radioactifs, on peut avoir recours à la décharge, à travers un galvanomètre balistique très sensible, d'un condensateur de capacité connue, que l'on a chargé à l'aide du courant à mesurer, pendant une durée connue, ou enfin à l'emploi direct d'un galvanomètre de haute sensibilité.

Nous verrons que les radiations émises par les corps radioactifs sont, en général, fort complexes. Ce ne sont pas les mêmes radiations qui exercent le rôle prépondérant suivant le mode d'observation adopté; les résultats obtenus par l'emploi de la photographie ou des écrans phosphorescents ne sont donc directement comparables ni entre eux, ni avec ceux que donne la méthode électroscopique, souvent plus difficile à mettre en œuvre.

Les écrans phosphorescents ne peuvent être employés qu'avec des corps fortement radioactifs. La méthode électrométrique est, en général, plus sensible que la méthode photographique.

Ajoutons qu'indépendamment des radiations qu'ils émettent, certains corps radioactifs, notamment le radium, dégagent d'une manière continue des gaz radioactifs désignés sous le nom d'*émanation* et dont l'étude nous occupera plus tard.

SUBSTANCES RADIOACTIVES. — Il paraît aujourd'hui établi que

beaucoup de corps peuvent posséder la radioactivité sans excitation préalable; mais cette radioactivité est, le plus souvent, de l'ordre de la dix-millième partie de celle qui caractérise l'uranium, ou moindre encore.

Les corps possédant une radioactivité sensible, actuellement connus, sont l'uranium, le thorium, et leurs composés, et, à un plus haut degré, les sels de polonium, de radium et d'actinium. Ces trois éléments, dont le dernier a été caractérisé par M. Debiérne ⁽¹⁾, n'ont pas été préparés à l'état métallique. Un seul des trois, le radium, a été complètement étudié au point de vue spectral et possède un poids atomique connu.

Le radium, le polonium et l'actinium coexistent dans la pechblende, minéral d'urane qui contient jusqu'à 75 pour 100 de l'oxyde U^2O^3 (pechblende de Joachimsthal). Ils sont aussi contenus dans divers autres minéraux riches en uranium ou en thorium, mais toujours à l'état de traces. Il faut traiter des tonnes de résidus d'uranium pour obtenir quelques décigrammes de radium pur. Le polonium et l'actinium paraissent encore plus rares.

Ajoutons que le radium a été trouvé récemment par M. Danne ⁽²⁾, associé à la pyromorphite, dans des terrains plombifères où l'on n'a pas signalé d'uranium.

Le traitement des résidus d'urane est long et compliqué. Une première série d'opérations permet d'isoler du bismuth contenant le polonium; du baryum renfermant le radium, enfin des terres rares et du thorium qui contiennent l'actinium.

RADIUM. — La concentration du radium est une opération des plus pénibles; mais elle peut être poursuivie rationnellement par des méthodes de cristallisation fractionnée, fondées sur des différences de solubilité. On est d'abord guidé par la

(1) DEBIERNE, *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, t. CXXXIX, 1904, p. 538.

(2) DANNE, *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, t. CXL, 1905, p. 241.

mesure de la radioactivité des produits (méthode électrométrique). Plus tard, on peut faire usage de la réaction spectrale du radium, réaction au moins mille fois moins sensible que l'observation de l'électromètre. Le spectre obtenu est d'abord celui du baryum, dans lequel apparaissent progressivement les raies du radium. Puis le spectre du baryum pâlit et finit par ne subsister qu'à l'état de traces imperceptibles.

M^{me} Curie (1) a déterminé le poids atomique du radium en dosant le chlore du chlorure de radium à l'état de chlorure d'argent. Le poids atomique mesuré s'est élevé progressivement de 137, poids atomique du baryum, à 225, limite supérieure qui ne peut être franchie; 225 est donc le poids atomique du radium. Ce métal est l'homologue supérieur du baryum dans celle des séries de Mendeleef dont les autres termes connus sont, par ordre de poids atomique croissant, le calcium, le strontium et le baryum. Le radium est sur la même ligne horizontale que le thorium et l'uranium, l'un et l'autre radioactifs.

Les sels de radium ne se distinguent des sels correspondants de baryum que par les différences de solubilité utilisées pour la séparation, par leur pouvoir radioactif et par la propriété qu'ils possèdent d'être lumineux dans l'obscurité et de dégager de la chaleur d'une manière continue.

La propriété lumineuse n'est qu'accessoire; elle est d'ailleurs assez capricieuse, comme la phosphorescence, par exemple. La lumière, émise spontanément par les sels de radium récemment préparés, consiste en une large bande spectrale dont le milieu est dans le jaune verdâtre; mais, quand le sel vieillit, il devient beaucoup moins lumineux, et il peut donner, par une très longue pose, les bandes de l'azote (2). On a donc affaire à une action secondaire liée, comme nous le verrons, à la production de l'émanation.

(1) M^{me} Sklodowska CURIE, Thèse de doctorat, Paris, 1903 (*Ann. de Ch. et de Phys.*, 7^e série, t. XXX, p. 99, 145 et 289).

(2) CURIE et DEWAR, *Comptes rendus de l'Acad. des Sc.*, t. CXXXVIII, 1904, p. 190.

Tandis que le baryum est diamagnétique, le radium est magnétique. Les constantes magnétiques de ces deux corps sont respectivement $-0,4 \cdot 10^{-6}$ et $+1,05 \cdot 10^{-6}$.

Voici les principales raies du spectre électrique du radium :

Longueur d'onde.	Intensité.	Longueur d'onde.	Intensité.
4826,3	10	4600,3	3
4726,9	5	4533,5	9
4699,6	3	4436,5	6
4692,1	7	4340,6	12
4683,0	14	3814,7	16
4641,9	4	3649,6	12

POLONIUM. — Ce corps, qui n'a pas été isolé, n'est caractérisé jusqu'ici par aucune raie spectrale, et le bismuth polonifère le plus riche ne présente pas un poids atomique sensiblement différent de celui du bismuth pur.

La concentration du polonium est beaucoup plus difficile que celle du radium; il est probable que ce métal n'existe qu'en très petite quantité dans les produits les plus riches qu'on ait obtenus.

Ce qui caractérise le polonium c'est exclusivement la nature des radiations qu'il émet. Son rayonnement ne traverse pas une feuille de papier noir et n'est pas dévié par le champ magnétique. De plus, tandis que le radium paraît conserver, pour ainsi dire indéfiniment, son pouvoir radioactif, celui du polonium décroît de moitié en 150 jours et se réduit à presque rien au bout de quelques années.

ACTINIUM. — Ce métal n'a pas été isolé. Il demeure mêlé, en quantités probablement très petites, au fer, au thorium, au titane, etc.

Divers expérimentateurs et M. Debierne ⁽¹⁾ lui-même ont pu concentrer la propriété active de l'actinium tantôt dans un métal, tantôt dans un autre : lanthane, néodyme, etc. Les

(1) DEBIERNE, *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, t. CXXXIX, 1904, p. 538.

propriétés chimiques de ce corps ne sont donc pas définies. Mais il se distingue de tous les corps radioactifs connus par sa richesse en émanation.

ÉTUDE GÉNÉRALE DE L'ÉMANATION. — M. et M^{me} Curie découvrirent d'abord que la pechblende chauffée dégage des gaz radioactifs qui, au bout de 4 jours, ont perdu la moitié de leur radioactivité. Plus tard, les mêmes savants reconnurent que la radioactivité persiste dans les enveloppes qui ont contenu des sels de radium, et que, dans ce cas, leur activité décroît de moitié en 30 minutes (1). Ils trouvèrent enfin qu'un corps quelconque, placé au-dessus d'une ampoule qui contient un sel de radium solide, ou mieux dans une enceinte où se trouve une ampoule ouverte contenant un sel de radium en dissolution, devient radioactif, et cela même s'il est soustrait à l'action directe du radium, par des écrans opaques pour les radiations émises par ce sel. L'activation ne peut se produire au travers d'une paroi de verre, c'est-à-dire si l'ampoule contenant le radium est fermée. Il faut qu'il y ait continuité d'espace libre entre le radium et le corps à activer, comme si l'activation se faisait par l'intermédiaire d'un gaz.

M. Rutherford (2) a obtenu des effets tout à fait analogues avec le thorium.

On peut transvaser de l'émanation comme on transvase un gaz. Par exemple, si l'on met un tube, chargé d'émanation au contact d'une dissolution de radium, en communication avec un tube vide, l'activité se partage entre les deux tubes, conformément à la loi de Mariotte. Si, à l'aide d'un courant d'air, on déplace l'émanation, ou si l'on fait le vide dans le tube qui la contient et qu'on laisse rapidement rentrer de l'air, le tube est encore radioactif; mais son activité diminue désormais de moitié en 30 minutes, tandis que l'émanation, même transvasée, ne perd la moitié de son activité qu'en 4 jours.

(1) M. et M^{me} CURIE, *Comptes rendus de l'Acad. des Sc.*, t. CXXIX, 1899, p. 714.

(2) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIX, 1900, p. 161.

La dissolution de radium est vingt fois plus active pour émettre l'émanation que le radium solide. On peut chasser complètement l'émanation du sel de radium en le chauffant à 800°; le sel refroidi est à peine radioactif. Il met un mois à recouvrer sa radioactivité primitive. De même, quand on évapore à sec une dissolution de radium, le sel est très peu actif et met le même temps à recouvrer son activité première. Il semble donc que la plus grande part de l'activité n'appartient pas en propre au radium, mais à l'émanation, et que le radium est caractérisé par la production continue, à un certain taux, de cette émanation.

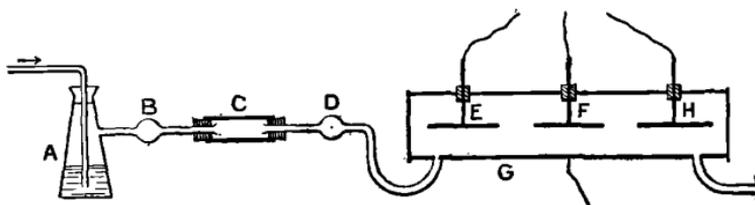
M. Rutherford admet que l'émanation est matérielle, qu'elle se désagrège en communiquant aux corps la radioactivité induite et que les radiations émises proviennent d'une désagrégation encore plus profonde.

L'existence de l'émanation peut permettre de caractériser de simples traces de corps radioactifs. Des résidus d'eaux minérales chauffés à 800° peuvent fournir une émanation, caractérisée par l'existence de la radioactivité et par le taux de sa diminution avec le temps; nous verrons que cette constante de temps est éminemment caractéristique.

L'émanation caractérise le thorium, le radium et l'actinium. L'uranium et le polonium n'ont fourni aucune émanation appréciable.

Voici la disposition adoptée par Rutherford (1) pour l'étude

Fig. 76.



de l'émanation du thorium : un courant d'air sec traverse d'abord un tampon de coton de verre B, puis une ampoule à

(1) RUTHERFORD, *loc. cit.*

thorium C (*fig.* 76) que l'on peut chauffer, enfin, au delà d'un écran métallique, un tube G revêtu intérieurement d'une feuille de métal et contenant, suivant son axe, une série de tiges métalliques isolées E, F, H. Si l'on établit un champ suffisamment énergique entre la paroi du tube et les tiges, les ions qui peuvent exister dans l'air, ionisé par son passage au-dessus du thorium, sont entièrement supprimés dans la première partie du tube. Rien ne doit arriver à la seconde tige, ni à la suivante, ainsi qu'on peut s'en convaincre en employant de l'uranium au lieu de thorium. Or, avec le thorium, l'air qui atteint la deuxième et la troisième tige est encore ionisé. On peut même obliger cet air à filtrer à travers un nouveau tampon de coton de verre disposé entre le thorium et le tube, ce qui supprimerait toute ionisation antérieure; les tiges successives recueillent toujours un courant. *C'est donc que l'ionisation ne préexistait pas*; elle est produite, chemin faisant, par l'émanation entraînée avec le courant d'air.

Comparée à l'émanation du radium, celle du thorium perd la moitié de son activité en 1 minute, au lieu de 4 jours. La radioactivité induite par le thorium sur des parois solides est très lente à se produire. Elle ne diminue d'ailleurs de moitié qu'en 11 heures, tandis que, pour le radium, le décroissement correspondant était de moitié en 30 minutes.

Enfin l'actinium produit une émanation si abondante que la radioactivité propre de l'actinium se trouve absolument masquée. Cette émanation se détruit avec une rapidité extrême ⁽¹⁾: elle diminue de moitié en 3 secondes. La radioactivité induite par l'actinium est au contraire de durée un peu supérieure à celle qui provient du radium (diminution de moitié en 36 minutes).

M. Rutherford ⁽²⁾ a remarqué que l'émanation est attirée par une électrode négative, non par une électrode positive. L'émanation serait donc chargée positivement.

(1) DEBIERNE, *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, t. CXXXVI, 1903, p. 146.

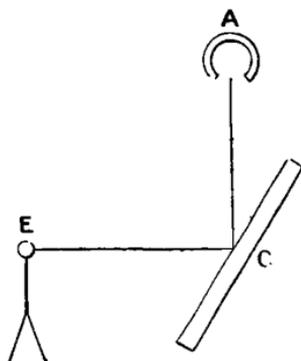
(2) RUTHERFORD, *Radioactivity*, p. 252.

RADIATIONS SECONDAIRES PROVOQUÉES PAR LES CORPS RADIOACTIFS.

— Il faut distinguer entre les radiations émises directement par une substance radioactive et les radiations secondaires produites par l'action de ces radiations primaires, en particulier lorsque celles-ci rencontrent des métaux lourds, du plomb par exemple. Ces radiations secondaires, analogues à celles que M. Sagnac ⁽¹⁾ a étudiées dans le cas des rayons X, se diffusent dans tous les sens à partir des points frappés par les radiations directes.

Ainsi, plaçons un sel de radium dans une enveloppe épaisse de plomb A ne présentant qu'une étroite ouverture (*fig. 77*).

Fig. 77.



Un électroscope E, placé à quelque distance, ne reçoit rien s'il est en dehors de la direction de propagation; mais, si l'on place une lame de cuivre C sur le trajet des rayons, l'électroscope est aussitôt influencé, alors même qu'il ne se trouve pas dans la direction de la réflexion régulière.

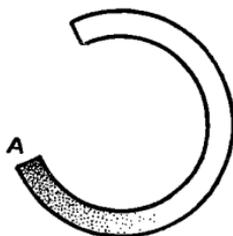
Dans le rayonnement secondaire, la transformation des rayons est d'autant plus profonde que le métal employé a un poids atomique plus élevé. Les rayons secondaires sont alors très absorbables.

Pour manifester l'existence des rayons secondaires, on peut avoir recours à la photographie. Une sorte de gouttière cylindrique reçoit en A (*fig. 78*) un peu d'un sel de radium. La

(1) Voir 2^e Supplément, p. 189.

gouttière est recouverte par une plaque photographique. Celle-ci est impressionnée tout le long de la gouttière, mais d'autant plus faiblement qu'on s'éloigne davantage de A.

Fig. 78.



Cette action est due aux rayons secondaires, tertiaires, etc., produits d'abord par l'émission directe du radium, puis par des rayons déjà une ou plusieurs fois transformés ⁽¹⁾.

Une expérience également curieuse consiste à recueillir l'impression photographique déterminée par une matière radioactive en présentant à celle-ci le côté verre de la plaque. A peu de distance au delà, du côté opposé à l'émission, on dispose, côte à côte, une lame d'aluminium et une lame de plomb. La plaque, voilée par la radiation directe, qui traverse en majeure partie la couche sensible sans être absorbée, est un peu plus noire sous l'aluminium, beaucoup plus noire sous le plomb. Cela résulte de l'action des rayons secondaires émis par ces métaux; ces rayons, éminemment absorbables, rencontrent la couche sensible, avant d'aborder le verre. Malgré leur moindre énergie, ils produisent une action photographique plus intense que les rayons directs, débarrassés par leur passage à travers le verre des radiations les plus absorbables qui auraient pu agir sur le sel d'argent.

La présence de l'émanation d'une part, l'effet possible de radiations secondaires provenant d'objets voisins d'autre part, sont des causes d'erreur importantes, contre lesquelles on doit se mettre en garde quand on étudie la radiation directe des corps radioactifs.

(¹) Cours Curie.

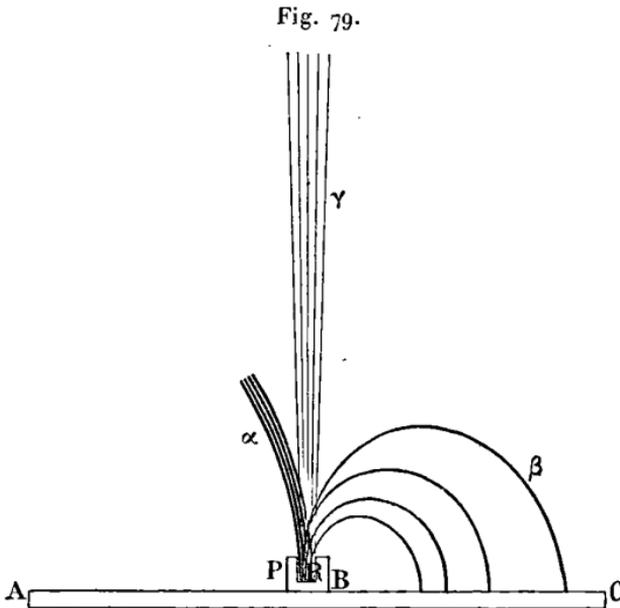
ÉTUDE DU RAYONNEMENT DIRECT. — D'une manière générale, on a été conduit à distinguer, dans le rayonnement des corps radioactifs, trois sortes de radiations :

1° Des radiations très absorbables, chargées positivement, et projetées avec une vitesse de l'ordre d'un dixième de la vitesse de la lumière : ces rayons sont déviables, quoique faiblement, par un champ magnétique intense. Nous les appellerons *rayons α* .

2° Des rayons très pénétrants, électrisés négativement, et de tout point comparables aux rayons cathodiques. Ils sont fortement déviés par le champ magnétique en sens inverse des précédents. Nous les désignerons sous le nom de *rayons β* .

3° Enfin des rayons excessivement pénétrants, non déviables par le champ magnétique et qui paraissent analogues aux rayons X. Ce sont les *rayons γ* .

Imaginons que l'on place un peu de radium au fond d'un tube de plomb P épais et étroit. La figure schématique 79 re-



présente l'effet général produit sur la radiation par un champ magnétique supposé horizontal et normal au plan de la figure. Les rayons γ , non déviés, forment un faisceau étroit; les

rayons α sont faiblement déviés dans un sens; les rayons β , déviés dans un sens contraire et animés de vitesses très différentes, forment un pinceau largement étalé, qui se recourbe jusqu'à rencontrer la plaque ABC sur laquelle est posé le tube, en y formant une sorte de spectre.

Les rayons α ont le pouvoir ionisant le plus grand; puis viennent les rayons β et enfin les rayons γ . Grossièrement, on peut dire que leur puissance ionisante varie comme les nombres 10000, 100 et 1. Si, au contraire, on compare ces rayons au point de vue de leur pouvoir de pénétration, la proportion est renversée et l'on peut dire, avec la même approximation grossière, que ces pouvoirs sont comme 1, 100 et 10000.

Une lame mince d'aluminium suffit à arrêter les rayons α . Une lame d'aluminium de 5^{mm} ou une lame de plomb de 2^{mm} ne laissent passer que des rayons γ . Il est donc possible d'isoler ces diverses radiations pour étudier leurs propriétés spécifiques.

Le radium possède le rayonnement complet (α , β , γ) et émet une émanation.

L'actinium se comporte d'une manière analogue, mais l'émanation est largement prépondérante.

Le polonium n'a pas d'émanation. Il émet des rayons α très intenses et très absorbables, et, faiblement, des rayons γ très pénétrants.

L'uranium émet des rayons α , β et γ ; mais les rayons α sont si peu pénétrants qu'ils n'impressionnent pas les plaques photographiques.

Le thorium émet aussi des rayons α , β et γ , ainsi qu'une émanation très importante.

ÉTUDE DES RAYONS β . — La découverte de la déviation magnétique des rayons β est due à MM. Giesel (¹) et Meyer et Schweidler (²). Mais les premières mesures à cet égard sont

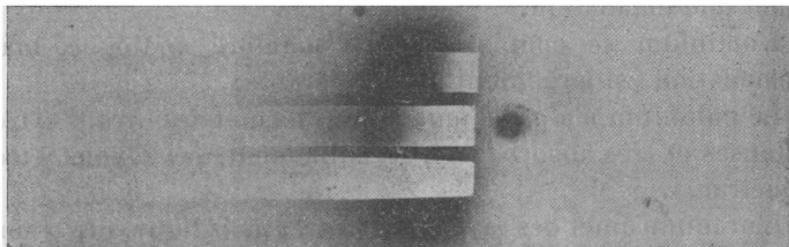
(¹) GIESEL, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 831.

(²) MEYER et SCHWEIDLER, *Physik. Zeitsch.*, t. I, 1899, p. 90 et 113.

de M. H. Becquerel ⁽¹⁾. Il dispose une petite auge de plomb sur le bord d'une plaque photographique dont la couche sensible est placée au-dessous. Quand on fait agir un champ magnétique perpendiculaire au plan de la figure, les rayons sont déviés et, si le champ est suffisamment puissant, leur trajectoire circulaire vient se fermer sur la plaque, qui est impressionnée à une distance plus ou moins grande du bord.

D'après la théorie établie précédemment ⁽²⁾, la vitesse de ces rayons est d'autant plus grande que le rayon R du cercle qu'ils décrivent est plus considérable. L'expérience suivante prouve que les rayons les plus rapides sont aussi les plus pénétrants. On dispose le radium dans une sorte de gouttière en plomb au-dessus d'une plaque photographique dont la couche sensible est dirigée vers le haut. Sur cette plaque on place divers écrans : papier, aluminium, platine. L'impression photographique, qui s'étend très loin entre les écrans (*fig. 80*), se produit aussi sous les plaques, mais à des dis-

Fig. 80.



tances de la gouttière de plus en plus grandes, à mesure que l'écran est plus opaque ⁽³⁾. Ce ne sont donc que les rayons très rapides, ceux qui ont décrit depuis la gouttière des cercles de grand rayon, qui ont pu traverser ces écrans.

Les rayons β sont électrisés négativement. Pour le prouver,

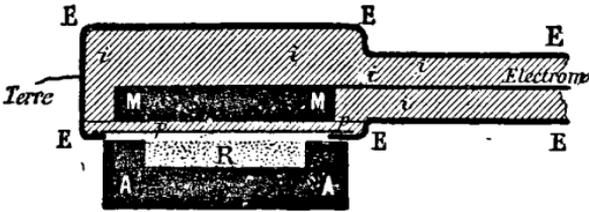
⁽¹⁾ H. BECQUEREL, *Comptes rendus de l'Acad. des Sc.*, t. CXXIX, 1899, p. 997 et 1205.

⁽²⁾ Voir ci-dessus, p. 238.

⁽³⁾ La figure 80 est la reproduction exacte d'une photographie de M. H. Becquerel.

M. et M^{me} Curie (1) ont placé une préparation de radium dans une cuvette en plomb et disposé au-dessus (fig. 81) une

Fig. 81.



plaque métallique entièrement noyée dans un isolant, ébène ou paraffine, recouvert lui-même d'une enveloppe métallique. La lame MM est en communication avec un électromètre. Les rayons α sont complètement arrêtés par la lame d'aluminium (qui, sur la face inférieure, regardant le radium, n'avait qu'un dixième de millimètre d'épaisseur) et par la couche isolante de 2^{mm}. Dans ces conditions, la lame M se charge négativement, accusant un courant continu de très faible intensité.

En même temps, le sel de radium se charge positivement. Mais une partie, sinon la totalité, de cette charge peut être emportée par les rayons α , chargés positivement. Un tube de verre scellé, et dans lequel on a fait le vide, étant conservé pendant plusieurs mois, si l'on essaie de l'ouvrir d'un trait de lime, il peut se produire une étincelle. Le tube de verre a absorbé la totalité des rayons α tandis qu'il se laissait traverser par la majeure partie des rayons β . Il a ainsi acquis une charge positive suffisante pour qu'une étincelle éclate quand on met la partie extérieure du tube en communication avec le sol.

M. H. Becquerel (2) a montré que les rayons β sont déviés par un champ électrique, et il a déduit la valeur du rap-

(1) M. et M^{me} CURIE, *Comptes rendus de l'Acad. des Sc.*, t. CXXX, 1900, p. 617.

(2) H. BECQUEREL, *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, t. CXXX, 1900, p. 809.

port $\frac{e}{m}$, pour ces rayons, de la comparaison des déviations électrostatique et électromagnétique. Il a ainsi trouvé

$$\nu = 1,6 \cdot 10^{10},$$

$$\frac{e}{m} = 10^7.$$

Ces résultats ne peuvent laisser de doute sur l'identité des rayons β du radium et des rayons cathodiques. Cependant la vitesse des rayons du radium est généralement supérieure à celle des rayons cathodiques.

VARIATION DE $\frac{e}{m}$ AVEC LA VITESSE DE PROJECTION. EXPÉRIENCES DE M. KAUFMANN. — Le radium n'émet pas des rayons cathodiques d'une seule vitesse. Ces rayons forment, à proprement parler, un spectre, comme le montre l'étendue de la tache produite, sur une plaque photographique, par un pinceau de rayons primitivement très étroit, quand il est soumis à l'action d'un champ électrique ou magnétique.

Si l'on combine l'action des deux sortes de champs, agissant pour produire des déviations dans deux directions rectangulaires, on obtient, par cette sorte de méthode de spectres croisés, une courbe qui a été réalisée et étudiée par Kaufmann, et sur laquelle se trouvent, en quelque sorte, enregistrées les valeurs du rapport $\frac{e}{m}$. Les expériences doivent être exécutées dans le vide, pour mettre la plaque photographique à l'abri des effets de l'émanation. Il est indispensable de faire usage d'un champ magnétique peu intense, combiné avec un champ électrique très puissant. Dans ces conditions, M. Kaufmann a pu enregistrer des vitesses comprises entre les 0,732 et les 0,963 de la vitesse de la lumière.

ÉNERGIE MAGNÉTIQUE D'UNE PARTICULE ÉLECTRISÉE EN MOUVEMENT. — Nous avons démontré (1) qu'une particule électrisée,

(1) Voir p. 237.

dont la charge est e et la vitesse v , équivaut, au point de vue magnétique, à un élément de courant défini par la condition

$$i ds = ve.$$

Nous nous proposons d'évaluer l'énergie du champ magnétique produit par cette particule. Nous supposons que la vitesse v est assez petite, par rapport à la vitesse V de propagation des ébranlements électromagnétiques (vitesse de la lumière), pour que le déplacement du champ magnétique dans l'espace ne produise pas de variation appréciable de son énergie; c'est-à-dire que nous confondrons l'énergie magnétique cherchée avec celle d'un champ magnétique immobile de même intensité.

Rappelons que, si H désigne l'intensité d'un champ en un point de l'espace où nous prenons un élément de volume du , l'énergie W du champ a pour expression

$$(1) \quad W = \frac{\mu}{8\pi} \int H^2 du,$$

l'intégration étant étendue à tout l'espace dans lequel est produit le champ. μ est la perméabilité magnétique du milieu.

Nous supposons la particule sphérique et de rayon a . L'intensité du champ, en un point situé à la distance r du centre de la sphère et dans une direction qui fait l'angle θ avec la direction du mouvement de la particule, est

$$(2) \quad H = \frac{i ds \sin \theta}{r^2} = \frac{ve \sin \theta}{r^2},$$

et l'expression (1) doit être intégrée de $r = a$ à $r = \infty$

$$(3) \quad W = \frac{\mu}{8\pi} v^2 e^2 \int_{r=a}^{r=\infty} \frac{\sin^2 \theta}{r^4} du = K v^2.$$

L'énergie considérée est proportionnelle au carré de la vitesse v de la particule.

ACCROISSEMENT APPARENT DE LA MASSE D'UN CORPS ÉLECTRISÉ EN MOUVEMENT. — Soit m la masse matérielle de la sphère en mouvement. Son énergie cinétique est $\frac{1}{2} m v^2$. Mais, si la particule est électrisée, pour lui imprimer la vitesse v , il a fallu dépenser en outre la quantité d'énergie W calculée ci-dessus. La dépense totale d'énergie est

$$(4) \quad W' = \frac{1}{2} m v^2 + W = \frac{1}{2} v^2 (m + 2K).$$

Au point de vue énergétique, tout se passe donc comme si, par le fait de l'électrisation, la masse matérielle de la sphère s'était accrue de $2K$.

Si la vitesse v du mouvement de la sphère devient très grande, comparable à la vitesse V de la lumière, l'énergie du champ magnétique en mouvement ne peut plus être considérée comme identique à celle du même champ en repos. L'expression de l'énergie magnétique devient fonction de la vitesse et il en est de même de l'accroissement fictif de la masse de la particule en mouvement.

Cette conception de M. J.-J. Thomson ⁽¹⁾ a été développée par M. Max Abraham ⁽²⁾. Posons

$$(5) \quad m'_0 = 2K,$$

la masse fictive m' correspondant au cas général est, en désignant par ρ le rapport $\frac{v}{V}$,

$$(6) \quad \frac{m'}{m'_0} = \frac{3}{4} \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{1 + \rho^2}{2\rho} \log \frac{1 + \rho}{1 - \rho} - 1 \right).$$

Ce rapport, qui se réduit à 1 pour $\rho = 0$, croît avec une extrême lenteur tant que la vitesse v ne se rapproche pas beaucoup de la vitesse V de la lumière. Voici quelques va-

⁽¹⁾ J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 1881.

⁽²⁾ M. ABRAHAM, *Phys. Zeitschrift*, t. IX, 1902, p. 57.

leurs correspondantes de $\frac{v}{V}$ et de $\frac{m'}{m_0}$:

$\rho = \frac{v}{V} \dots\dots\dots$	0	0,1	0,5	0,9	0,99	0,999	0,99999
$\frac{m'}{m_0} \dots\dots\dots$	1,00	1,015	1,12	1,81	3,28	4,96	10,1

Dans quelques expériences préliminaires, M. Kaufmann (1) a déterminé les valeurs suivantes du rapport $\frac{e}{m}$:

Vitesse de l'électron.	$\frac{e}{m}$.
2,36. 10 ¹⁰	1,31. 10 ⁷
2,48	1,17
2,59	0,97
2,72	0,77
2,85	0,65

Si l'on admet que la charge e est la même pour toutes les particules, comme tendent à le prouver toutes les expériences antérieures, on est conduit à attribuer à l'électron, conformément à nos prévisions, une masse matérielle m différente suivant la vitesse v qu'il possède.

Supposons en particulier que la masse réelle de l'électron est nulle. Le calcul des expériences définitives de M. Kaufmann (2), fait dans cette hypothèse, fournit pour les rapports $\frac{m'}{m_0}$ les valeurs suivantes. La dernière colonne du Tableau donne les différences pour 100 entre les nombres déterminés par M. Kaufmann et les nombres calculés par M. Max Abraham.

$\frac{v}{V}$.	$\frac{m'}{m_0}$.	Erreur pour 100.
Petit	1,00	
0,732	1,34	-1,5
0,752	1,37	-0,9
0,777	1,42	-0,6

(1) KAUFMANN, *Gött. Nach.*, 8 novembre 1901.

(2) KAUFMANN, *Phys. Zeitsch.*, t. IV, 1902, p. 54.

$\frac{\rho}{\bar{v}}$	$\frac{m'}{m_0}$	Erreur pour 100.
0,801	1,47	+0,5
0,830	1,545	+0,5
0,860	1,65	0
0,883	1,73	+2,8
0,933	2,05	-7,8
0,949	2,145	-1,2
0,963	2,42	+0,4

D'après ces expériences, *la totalité de la masse de l'électron serait donc électromagnétique.*

Le rapport $\frac{e}{m_0}$ adopté pour servir de base à ce Tableau est une valeur calculée égale à $1,84 \cdot 10^7$. Les expériences de Simon (1) sur les rayons cathodiques ordinaires ont donné $1,86 \cdot 10^7$. Mais le rapport ρ relatif aux rayons cathodiques est trop petit pour que les expériences puissent révéler avec certitude la variabilité de la masse apparente m .

Une conséquence curieuse de la théorie de J.-J. Thomson et de Max Abraham, c'est qu'un électron ne peut jamais atteindre la vitesse de la lumière ni, à plus forte raison, la dépasser; car, d'après la formule (6), sa masse apparente croît indéfiniment à mesure que ρ tend vers l'unité et, par suite, le travail nécessaire pour communiquer à l'électron une telle vitesse croît aussi indéfiniment.

ABSORPTION PAR LA MATIÈRE DES RAYONS CATHODIQUES ET DES RAYONS α . — M. Lenard (2) a reconnu que les rayons cathodiques se diffusent dans tous les sens en traversant une lame solide. La matière agit donc sur eux pour les transformer en rayons secondaires. De là une difficulté sérieuse d'interprétation pour toutes les expériences où l'on essaie de mesurer l'absorption exercée sur ces rayons.

Si l'on néglige l'effet des rayons secondaires, l'intensité I des rayons cathodiques émis par une source ponctuelle, éva-

(1) Voir ci-dessus, p. 242.

(2) LENARD, *Wied. Ann.*, t. LVI, 1895, p. 175.

luée à une distance z à travers un milieu absorbant, sera

$$I = I_0 \frac{e^{-\lambda z}}{z^2};$$

λ est le coefficient d'absorption du milieu.

Voici comment a opéré M. Lenard. Les rayons émanés d'une cathode traversent une fenêtre recouverte d'une lame très mince d'aluminium. Cette fenêtre est percée à travers un écran métallique épais, au delà duquel on peut faire arriver un gaz quelconque, à une pression arbitraire. Dans l'intérieur du tube se déplace un écran fluorescent que l'on écarte jusqu'à la limite où l'on n'aperçoit plus aucune luminosité. On compare ainsi les coefficients d'absorption des divers gaz. On peut aussi interposer entre la fenêtre d'aluminium et l'écran des lames minces métalliques d'épaisseur connue. Lenard a ainsi obtenu les résultats suivants :

	λ .	D.	$\frac{\lambda}{D}$.
Hydrogène à 76 ^{cm} . .	0,048	8,5. 10 ⁻⁵	5600
Air à 0 ^{cm} ,078	0,0042	1,2. 10 ⁻⁶	3300
Air à 76 ^{cm}	3,4	1,2. 10 ⁻³	2800
Papier	2700	1,3	2100
Aluminium	7200	2,7	2700
Or	32000	19,3	2900

Le coefficient d'absorption est grossièrement proportionnel à la densité D du milieu absorbant.

M. Rutherford (1) a étudié l'absorption des rayons β de l'uranium. Les mesures se rapportent à des rayons caractérisés par la valeur $RH = 1800$; R est le rayon du cercle décrit par ces rayons sous l'influence d'un champ magnétique d'intensité H.

	λ .	D.	$\frac{\lambda}{D}$.
Verre	14,0	2,45	5,7
Mica	14,2	2,78	5,1
Ébonite	6,5	1,14	5,7
Bois	2,16	0,40	5,4

(1) RUTHERFORD, *Radioactivity*, 1904, p. 113.

	λ .	D.	$\frac{\lambda}{D}$.
Carton.....	3,7	0,70	5,3
Fer.....	44,0	7,8	5,6
Aluminium...	14,0	2,6	5,4
Cuivre.....	60	8,6	7,0
Argent.....	75,0	10,5	7,1
Plomb.....	122	11,5	10,38
Étain.....	96	7,5	13,2

On voit que, pour un grand nombre de substances, les quotients sont très approximativement constants, sauf pour les quatre derniers corps du Tableau. On remarquera d'ailleurs que les valeurs de $\frac{\lambda}{D}$ sont, en moyenne, d'un ordre de grandeur 500 fois plus faible que dans les expériences de M. Lenard. Les rayons de l'uranium sont donc beaucoup moins absorbables que les rayons cathodiques de Lenard, dont la vitesse est beaucoup moindre.

Les rayons β du radium forment un faisceau très complexe, ainsi que nous l'avons indiqué, et les corps absorbants exercent sur eux une action sélective. Les expériences sont d'ailleurs troublées par l'émission de rayons secondaires : en somme les résultats se présenteraient sous une forme beaucoup plus compliquée.

LES RAYONS α . — Les rayons α sont analogues aux rayons canaux de Goldstein ⁽¹⁾. Comme eux, ils transportent de l'électricité positive et sont déviés faiblement dans un champ magnétique, en sens inverse des rayons β .

M. H. Becquerel ⁽²⁾ a réussi à montrer directement la déviation magnétique des rayons α , à l'aide de la photographie. Un sel de radium est contenu dans une gouttière en plomb étroite. A un centimètre au-dessus, se trouve placé un écran de plomb percé d'une fente parallèle à la gouttière. Le champ magnétique employé doit être assez puissant pour

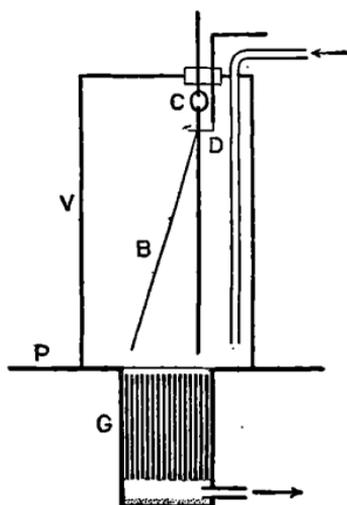
⁽¹⁾ Voir 2^e Supplément, p. 180.

⁽²⁾ H. BECQUEREL, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVI, 1903, p. 199.

écarter complètement les rayons β ; les rayons α marquent leur impression sur la plaque photographique, placée à 1^{cm} ou 2^{cm} de l'écran, et leur déviation, réversible avec le champ, peut être mesurée.

La déviation des rayons α avait été découverte par M. Rutherford (¹) en employant la méthode électrique. Ce savant dispose, au-dessus d'un sel de radium, une série de feuilles de cuivre G très rapprochées, verticales, laissant entre elles une série d'ouvertures étroites parallèles (fig. 82). Au-dessus se

Fig. 82.



trouve l'électroscope CB. Un courant d'hydrogène traverse l'appareil de haut en bas, de façon à écarter l'émanation du radium. Quand on fait agir un champ magnétique d'intensité croissante, on constate d'abord un affaiblissement considérable de l'action électroscopique, dû à ce que les rayons β fortement déviés, à droite par exemple, sont arrêtés par les feuilles de cuivre. L'action que l'on observe alors est due presque exclusivement aux rayons α ; ceux-ci sont éliminés à leur tour, lorsque le champ devient extrêmement intense. Il ne reste alors que les rayons γ .

(³) RUTHERFORD, *Physik. Zeitschrift*, t. IV, 1902, p. 235.

La déviation électrique des rayons α est encore plus difficile à manifester que leur déviation magnétique. Cependant M. Rutherford et, après lui M. Des Coudres ⁽¹⁾, ont réussi à mesurer le rapport $\frac{e}{m}$ pour les rayons α , en combinant l'étude des déviations électrique et magnétique. D'après M. Des Coudres, on a

$$\frac{e}{m} = 6,4 \cdot 10^3,$$

rapport du même ordre que celui qui caractérise les ions électrolytiques. En d'autres termes, la charge e étant toujours supposée la même, la masse des particules dont sont formés les rayons α serait de l'ordre de celle d'un atome d'hydrogène. La vitesse de projection de ces particules a été trouvée égale à $0,165 \cdot 10^9$. Elle est seulement de l'ordre du $\frac{1}{200}$ de la vitesse de la lumière. D'après les observations de la p. 286, il est impossible d'envisager la masse des particules constituantes α comme d'origine exclusivement électromagnétique.

SPINTHARISCOPE. — L'énergie des rayons α paraît constituer une part très importante de l'énergie totale de la radiation émise par le radium.

La blende hexagonale (sulfure de zinc) est brillamment excitée par ces rayons. Si l'on examine un écran phosphorescent de cette substance à l'aide d'un microscope, on constate que la scintillation développée par les rayons α est discontinue. Elle paraît constituée par une multitude d'étincelles qui partent de points différents.

On trouve actuellement dans le commerce de petits appareils connus sous le nom de *spinthariscopes*. Ils sont formés d'une petite plaque métallique sur laquelle ont été déposées quelques parcelles d'un sel de radium. A une petite distance au delà se trouve un écran au sulfure de zinc phosphorescent qu'on regarde à la loupe. D'après M. Crookes ⁽²⁾, auquel est dû ce curieux appareil, chaque étincelle signale le choc d'une

(1) DES COUDRES, *Physik. Zeitschrift*, t. IV, 1903, p. 483.

(2) CROOKES, *Proc. of the Royal. Soc.*, t. LXXXI, 1903, p. 405.

particule α sur l'écran. On peut donc, pour ainsi dire, compter le nombre de particules émises dans un temps donné.

ABSORPTION DES RAYONS α PAR LA MATIÈRE. — Les rayons α sont très absorbables. La presque totalité de l'ionisation produite dans un gaz par une couche mince de matière active est due à ces rayons. On peut donc considérer la mesure de l'ionisation d'un gaz comme une mesure approchée de l'absorption qu'il exerce sur les rayons α .

Le Tableau suivant donne, en millimètres, les épaisseurs des divers gaz, à la pression atmosphérique, qui réduisent à moitié la radiation émise par une couche mince d'oxyde d'uranium :

Acide carbonique.....	3,0 ^{mm}
Air.....	4,3
Gaz d'éclairage.....	7,5
Hydrogène.....	16,0

Les gaz les plus denses sont les plus absorbants, mais l'absorption n'est pas proportionnelle à la densité.

L'absorption dépend d'ailleurs de la source de rayons α . Ainsi l'épaisseur d'air à la pression atmosphérique qui réduit de moitié l'intensité de la radiation étant de 4^{mm},3 pour l'uranium, elle est de 7^{mm},5 pour le radium et de 10^{mm} pour le thorium. Elle est enfin de 16^{mm},5 pour la radiation induite produite par le thorium et par le radium.

Si l'on compare l'absorption exercée par l'air et par l'aluminium, on trouve que, quelle que soit la source de rayons, le rapport est à peu près constant et égal au rapport des densités. Mais cette loi n'est plus applicable à l'étain qui, en proportion, est beaucoup plus absorbant que l'aluminium (1).

LES RAYONS γ . — Les rayons γ du radium ont été découverts par M. Villard (2) grâce à la méthode photographique. Il a

(1) RUTHERFORD, *Radioactivity*, 1904, p. 133 à 138.

(2) VILLARD, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXAX, 1900, p. 1110 et 1178.

montré que ces rayons, excessivement pénétrants, ne sont pas déviés par le champ magnétique. D'une manière générale, ils sont comparables aux rayons X.

Il ne paraît pas possible de représenter l'absorption des rayons γ , à travers la matière, par une exponentielle unique. M. Rutherford (1) a étudié cette absorption en enfermant du radium dans un bloc de plomb qui ne laisse passer que des rayons γ ; mais les résultats sont certainement troublés par l'émission de rayons secondaires. M. Rutherford donne les épaisseurs suivantes de divers métaux qui réduiraient à moitié l'intensité des rayons γ :

	cm
Mercure.....	0,75
Plomb.....	0,9
Étain.....	1,8
Cuivre.....	2,2
Zinc.....	2,5
Fer.....	2,5

RETOUR SUR LES PROPRIÉTÉS DE L'ÉMANATION. — Il convient maintenant d'étudier plus en détail les propriétés caractéristiques et le rôle de l'émanation dans l'évolution de la matière radioactive.

Nous chercherons d'abord suivant quelle loi l'émanation perd son activité avec le temps. A cet effet, on extrait l'air qui baigne un sel de radium et on l'amène dans un récipient cylindrique conducteur, portant suivant son axe un conducteur isolé et muni à son extrémité d'une sorte d'anneau de garde, en communication avec le sol. On étudie le courant I produit entre ce conducteur et la paroi conductrice du cylindre.

On trouve que

$$(1) \quad I = I_0 e^{-\lambda t},$$

λ est une constante caractéristique de l'émanation.

(1) RUTHERFORD, *Radioactivity*, p. 142.

M. Curie (1) a trouvé que rien ne peut faire varier cette constante λ . Par exemple, il a chauffé à 450° , pendant trois jours, un tube contenant de l'émanation et, comparant les valeurs de I obtenues avant et après la chauffe, il a trouvé que les deux courbes construites avec I pour ordonnée et t pour abscisse se trouvaient exactement sur le prolongement l'une de l'autre, c'est-à-dire que les points fournis par l'observation se plaçaient d'eux-mêmes sur la courbe obtenue par l'étude de l'émanation maintenue, pendant le même temps, à la température ordinaire. Il en est de même si l'on plonge un tube à émanation dans l'air liquide, à quelques perturbations près qui tiennent à ce que l'émanation est condensable : la température est donc sans effet pour modifier la constante de temps $\frac{I}{\lambda}$ relative à l'activité de l'émanation.

On peut encore, sans plus de résultats, changer la nature du gaz maintenu en contact avec le radium pour s'y charger d'émanation; faire varier la pression de ce gaz depuis quelques millimètres jusqu'à la pression atmosphérique, la constante λ demeure invariable.

L'émanation est un gaz homogène, car, soit qu'on la recueille directement d'une solution de radium, soit qu'à partir de la dissolution on l'oblige à traverser des tubes capillaires, on obtient la même valeur de λ . Il ne saurait en être ainsi, si l'émanation était un mélange de deux gaz de densité différente.

La valeur de λ est

$$\lambda = 2,412 \cdot 10^{-6}.$$

Le temps $\frac{I}{\lambda}$ nécessaire pour réduire de moitié l'activité de l'émanation ou ce qu'on peut appeler sa *vie moyenne* est de 3985 secondes (environ 5,7 jours). La régularité des phénomènes est telle qu'on pourrait se servir de l'étude de l'émanation pour régler une horloge.

Nous avons déjà dit que l'émanation obéit à la loi de

(1) CURIE, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVI 1903, p. 223.

Mariotte et à la loi de Gay-Lussac. Mettons un vase, contenant de l'émanation, en communication avec un vase vide. On reconnaît, d'après l'intensité du courant recueilli, que l'activité s'est partagée entre les deux vases proportionnellement à leur volume et en raison inverse de leurs températures absolues.

On peut charger d'émanation de l'acide carbonique, puis absorber ce gaz par la potasse; on constate que la potasse n'absorbe pas l'émanation. M. Rutherford a employé divers gaz et provoqué diverses réactions chimiques : l'émanation n'y a pris aucune part, c'est-à-dire que son activité n'a jamais été modifiée que par la seule durée t de l'expérience, et cela conformément à la formule (1), avec une valeur de λ immuable. L'émanation se comporte donc comme un gaz de la famille de l'argon, incapable de prendre part à aucune réaction chimique connue.

MM. Curie et Debierne ont reconnu que l'émanation ne traverse pas le platine à la température du rouge. Elle se condense vers -150° . Mais elle existe dans les gaz les plus chargés d'émanation en quantité si faible, qu'on ne peut reconnaître la moindre trace du liquide condensé.

Rutherford et Miss Brooks (1) ont cherché à déterminer la densité de l'émanation et, par suite, son poids moléculaire. Ils ont eu recours à une expérience de diffusion libre. MM. Curie et Danne (2) ont étudié, dans le même but, l'écoulement d'air, chargé d'émanation, à travers un tube capillaire de diamètre et de longueur connus. L'émanation existe en quantités si minimes qu'on ne peut guère, par des expériences de ce genre, obtenir que de simples indications. Les expériences de M. Curie donneraient un poids moléculaire de 50 à 60. D'après M. Rutherford, ce poids moléculaire serait voisin de 140.

MM. Ramsay et Soddy (3) ont étudié le spectre des gaz dégagés par le radium. Une dissolution d'un sel de radium

(1) RUTHERFORD et Miss BROOKS, *Ch. News*, 1902.

(2) CURIE et DANNE, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVI, 1093, p. 1314.

(3) RAMSAY et SODDY, *Proceed. of the royal Soc.*, t. LXXII, 1903, p. 204.

fournit un mélange d'hydrogène et d'oxygène dans la proportion du gaz tonnant. Après avoir condensé ces gaz par l'action d'étincelles électriques, on constate que l'activité de l'émanation persiste, et le spectroscopie fournit des raies caractéristiques. Le spectre obtenu est analogue à celui des gaz de la famille de l'argon. Mais ce qui est tout à fait remarquable et bien imprévu, c'est que ce spectre se modifie avec le temps, c'est-à-dire à mesure que l'activité diminue, et qu'on voit alors apparaître les raies de l'hélium ⁽¹⁾. M. Deslandres ⁽²⁾, M. Debierne ont caractérisé l'hélium dans le spectre de l'émanation plus ou moins désactivée.

On sait que le spectre de l'hélium est très sensible à la présence des moindres traces de substances étrangères. Il pourrait donc se faire que l'hélium préexistât dans les gaz extraits du radium, bien qu'on n'ait pu jusqu'ici y constater sa présence. Mais l'on peut aussi imaginer qu'il est un produit de la destruction de l'émanation. C'est cette hypothèse qui est aujourd'hui en faveur. L'émanation serait un produit éphémère de la destruction de la molécule de radium, l'hélium un produit ultime et stable de cette même destruction.

Nous savons que l'émanation se détruit suivant une loi exponentielle. Supposons qu'un sel de radium, dans une condition déterminée, en produit une quantité constante dans l'unité de temps. A l'intérieur d'un vase clos contenant un sel de radium, l'émanation s'accumulera jusqu'à ce que le taux croissant de sa destruction compense exactement le taux invariable de sa production. On a, pour l'émanation isolée,

$$M = M_0 e^{-\lambda t},$$

$$\frac{dM}{dt} = -\lambda M.$$

Soit kQ la quantité d'émanation produite par seconde aux dépens de Q grammes de radium. On aura, en présence

⁽¹⁾ CURIE et DEWAR, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVIII, 1904, p. 190.

⁽²⁾ *Ibid.* p. 191.

de ces Q grammes de sel,

$$\frac{dM}{dt} = kQ - \lambda M;$$

et, si nous supposons M nul au temps 0,

$$M = \frac{kQ}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}).$$

La quantité d'émanation présente tend vers la limite $\frac{kQ}{\lambda}$.
C'est bien ainsi que les choses paraissent se passer.

RADIOACTIVITÉ INDUITE. — Nous savons déjà que les parois d'un tube qui a contenu du radium, ou même de l'émanation, possèdent une radioactivité temporaire; mais cette radioactivité disparaît plus rapidement que celle de l'émanation. Un corps quelconque, placé dans une enceinte contenant du radium, possède aussi, quand on l'extrait, la même radioactivité temporaire ou *radioactivité induite*.

La radioactivité induite obéit à des lois complexes. >

Quand un corps quelconque a été activé par l'émanation du radium, la loi de variation de l'intensité du courant est donnée par la formule (1)

$$(1) \quad I = I_0 [ke^{-ct} - (k-1)e^{-bt}]$$

avec les valeurs suivantes des constantes :

$$b = 0,000538,$$

$$c = 0,000413,$$

$$k = 4,2.$$

Ces constantes sont indépendantes de la nature du corps activé.

La présence de deux exponentielles nous porte à considérer la radioactivité induite comme le résultat de la trans-

(1) CURIE et DANNE, *Comptes rendus de l'Acad. des Sc.*, t. CXXXVI, 1903, p. 364.

formation ou de la destruction de deux matières différentes entre elles et différentes de l'émanation. On imaginerait alors que l'émanation cède aux corps solides, avec lesquels elle est en contact, une matière A qui, elle-même, en se détruisant, produirait la substance B, radioactive et destructible comme A; mais cette hypothèse est elle-même insuffisante. On a dû, pour retrouver théoriquement la formule (1), imaginer trois substances A, B, C, dont chacune produit la suivante en se détruisant. A et C seraient seules radioactives : la substance intermédiaire B ne le serait pas. Chacune de ces substances se détruirait d'après une loi exponentielle simple analogue à celle qui caractérise l'émanation. La substance A aurait une vie moyenne de 3 minutes, B de 21 minutes, C de 28 minutes (1).

La considération de ces diverses substances ne paraît pas entièrement hypothétique. En effet, on désactive les corps solides en les portant au-dessus de 1000°. Miss Gates (2) a prouvé que cette désactivation provient de la volatilisation d'une ou de plusieurs substances condensées par ces corps, et enfin MM. Curie et Danne (3) sont parvenus à séparer deux corps distincts par une sorte de distillation fractionnée.

D'ailleurs ces considérations n'épuisent pas la complexité extrême des phénomènes. Quand un corps a été activé pendant une durée extrêmement longue, par exemple, pendant plusieurs mois, et qu'on poursuit très longtemps l'étude de la désactivation, on constate que les ordonnées de la courbe, après avoir décréu jusqu'à un minimum très faible, se relèvent, l'activité augmentant ensuite pendant plus de trois ans. On a pu rendre compte de ces dernières particularités en imaginant deux nouvelles substances : l'une, D, non radioactive, produit de la destruction de C, ne se détruirait elle-même qu'avec une extrême lenteur, en donnant naissance à une

(1) P. CURIE et DANNE, *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, t. CXXXVIII, 1904, p. 683.

(2) MISS GATES, *Physical Review*, 1903.

(3) P. CURIE et DANNE, *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, t. CXXXVIII, 1904, p. 748.

dernière matière radioactive E, qui se détruit plus rapidement. La vie moyenne de D serait de 40 ans : celle de E, de 200 jours.

Il est curieux d'observer que la période de désactivation ainsi imposée à la substance E se trouve voisine de celle qui convient au polonium, avec lequel M. Rutherford propose de la confondre (1).

Le radium, qui donne naissance à tous les corps énumérés ci-dessus avec un dégagement continu d'énergie, doit aussi, vraisemblablement, se détruire, bien qu'aucune expérience n'ait encore manifesté directement sa variation de poids avec le temps. Pour déterminer la constante de destruction qui la caractérise on est donc réduit à des considérations trop hypothétiques pour qu'on songe à les exposer ici. Il suffira de dire que, d'après ces hypothèses, le coefficient $\frac{1}{\lambda}$ de l'exponentielle relative au radium, sa vie moyenne, serait de l'ordre de 800 ans.

URANIUM X. — L'uranium n'émet pas d'émanation gazeuse, mais il semble donner naissance à un produit solide qui serait à l'uranium ce que l'émanation gazeuse est au radium, en ce sens que ce serait aussi un produit de sa désagrégation. M. Crookes (2) a, en effet, séparé de l'uranium une petite quantité d'une matière qu'il a désignée sous le nom d'*uranium X*, laquelle se montre d'abord beaucoup plus active que l'uranium, mais perd moitié de son activité en 22 jours, tandis que l'uranium proprement dit reprend, avec le temps, l'activité qu'il avait perdue. M. Rutherford (3) a montré que l'uranium, séparé de l'uranium X, émet des rayons α , tandis que l'uranium X seul émet les rayons β . Enfin M. Soddy (4) a cru pouvoir conclure de ses expériences que le radium serait un produit de la désagrégation de l'uranium.

(1) Cours Curie.

(2) CROOKES, *Proc. of the Royal Soc.*, t. LXVI, 1900, p. 409.

(3) RUTHERFORD et GRIN, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IV, p. 315, 1902.

(4) SODDY, *Trans. Ch. Soc.*, t. LXXXI, 1902, p. 460.

THORIUM X. — MM. Rutherford et Soddy ⁽¹⁾ ont extrait du thorium un produit solide très actif, le *thorium X*; ils ont été amenés à supposer que c'est par l'intermédiaire de ce thorium X que le thorium donne naissance à son émanation; celle-ci produirait deux corps A et B dont le dernier seul causerait la radioactivité induite par le thorium, tandis que le premier serait inactif.

Il semble aussi que l'actinium donne naissance à un actinium X produisant, par l'intermédiaire de l'émanation, des corps A et B radioactifs.

PHÉNOMÈNES CALORIFIQUES. — On peut mesurer directement, à l'aide d'un calorimètre de Bunsen, la chaleur dégagée par le radium. Si l'on fait abstraction de quelques complications présentées par le radium récemment préparé, on peut dire que le dégagement de chaleur, rapporté à 1^g de radium métallique, est uniforme et qu'il atteint 100^{cal} par heure ⁽²⁾. Il paraît indépendant de la température ⁽³⁾.

MM. Rutherford et Barus ⁽⁴⁾ ont cherché à faire, dans ce dégagement de chaleur pris en bloc, la part des divers éléments intermédiaires qui, dans les idées exposées ci-dessus, se succèdent au cours de la désactivation du radium. Séparant l'émanation, par sa condensation dans l'air liquide, ils ont pu étudier la variation avec le temps du dégagement de chaleur obtenu de celle-ci. Ils en ont conclu que le radium, exempt d'émanation, contribue pour un quart au dégagement de chaleur global. L'émanation et le corps A réunis fourniraient 41 pour 100, enfin les corps B et C, 34 pour 100.

Si l'on compare au dégagement de chaleur qui accompagne la formation d'une molécule d'eau, celui qui correspond à la

⁽¹⁾ RUTHERFORD et SODDY, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IV, p. 370 et 569, 1902; *Trans. Ch. Soc.*, t. LXXXI, 1902, p. 321 et 837.

⁽²⁾ CURIE et LABORDE, *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences* t. CXXXVI, 1903, p. 673.

⁽³⁾ CURIE et DEWAR, *Proc. of the Royal Institution*, 1903.

⁽⁴⁾ Cours CURIE.

désagrégation d'un atome de radium, on trouve un nombre près de 30000 fois supérieur ($2 \cdot 10^{11}$ Cal).

La matière radioactive constitue donc une source d'énergie incomparablement supérieure à toutes celles que l'étude des phénomènes chimiques nous avait révélées jusqu'ici.

Les études qui viennent de nous occuper sont, à coup sûr, trop récentes pour qu'on en puisse tirer, relativement à la constitution de la matière, des conclusions définitives. Mais on ne peut nier qu'elles semblent apporter un premier et très sérieux argument expérimental en faveur de la vieille théorie des alchimistes, relative à la transmutabilité de la matière.



CHAPITRE XIV.

CONSTANTE DIÉLECTRIQUE ET COHÉSION DIÉLECTRIQUE DES GAZ.

Les gaz envisagés comme diélectriques. — Expériences de M. Boltzmann. — Expériences de M. Klemenčič. — Effet de la pression. — Comparaison des constantes diélectriques à l'état liquide et à l'état gazeux.

Limites de l'état diélectrique. — Décharge disruptive. — Expériences de Faraday. — Méthode de M. Bouty. — Champ critique et luminescence. — Lois expérimentales du champ critique. — Cohésion diélectrique. — Influence des bords du condensateur et de l'effet diélectrique de la paroi. — Cas de la vapeur d'eau. — Vapeurs diverses. — Cohésion diélectrique et température. — Cohésion diélectrique des mélanges. — Cas particulier de l'argon. — Cohésion diélectrique de la vapeur de mercure. — Champs critiques à basse pression. — Influence des parois. — Passage de l'électricité à travers des couches gazeuses de grande épaisseur.

LES GAZ ENVISAGÉS COMME DIÉLECTRIQUES.

Nous savons qu'un gaz, même entièrement privé de poussières, possède encore une conductivité extrêmement faible, que nous avons attribuée à la présence d'un très petit nombre d'ions (1).

On peut toutefois faire abstraction de cette conductivité, qui ne dépasse guère la limite de sensibilité de nos instruments de mesure et considérer l'air, ainsi qu'on le fait habituellement, comme le type le plus parfait d'un diélectrique. On sait d'ailleurs que, dans les diélectriques liquides ou solides,

(1) Voir ci-dessus, p. 211 et 212.

la conductivité se superpose toujours au pouvoir diélectrique, et qu'on peut réaliser les mesures de manière à obtenir simultanément les valeurs de la constante diélectrique et de la conductivité (1).

EXPÉRIENCES DE M. BOLTZMANN. — Les mesures de la constante diélectrique de quelques gaz, telles qu'elles ont été réalisées par M. Boltzmann (2), doivent être considérées comme exemptes de toute erreur provenant de la conductivité. M. Boltzmann avait soin de débarrasser l'air de ses poussières et l'isolement général était tel que le condensateur ne perdait en 14 heures que la $\frac{1}{1200}$ partie de sa charge. La variation sur laquelle porte la mesure n'est, il est vrai, que de 0,0006 pour 1^{at} de pression, c'est-à-dire tout à fait du même ordre de grandeur que la perte en 14 heures, mais l'expérience ne durait pas plus de 5 minutes et la déperdition, dans cet intervalle, est tout à fait inappréciable.

Le condensateur employé par M. Boltzmann était formé de deux plateaux de 5^{mm} d'épaisseur et de 16^{cm} de diamètre, distants seulement de 1^{mm}, isolés par des supports extérieurs de gomme laque. La grande épaisseur des plateaux prévenait toute déformation accidentelle et par suite tout changement de la capacité électrique produit, en dehors de celui que l'on veut mesurer, par l'effet de la variation rapide de pression au sein du condensateur et de la variation de température qui en résulte. On s'était assuré que le frottement de l'air contre les plateaux était sans effet électrique appréciable.

Toute mesure de la constante diélectrique d'un gaz comporte une mesure différentielle et une mesure absolue; la mesure différentielle, toujours très délicate, fixe à elle seule la précision du résultat. Elle consiste à déterminer l'excès de charge du condensateur à lame d'air quand, la différence de potentiel des armatures étant maintenue constante, on fait varier la pression d'environ 1^{at}, par exemple. La mesure absolue est celle de la charge principale du condensateur;

(1) Voir 2^e Supplément, p. 49.

(2) Voir t. IV, 1^{er} fasc., p. 228.

mais cette charge étant beaucoup trop grande pour pouvoir être mesurée directement sur l'appareil qui sert à la mesure différentielle, on se rabat sur la mesure d'une petite fraction bien déterminée de la charge totale.

L'erreur relative, dans cette dernière mesure, est négligeable par rapport à celle dont la mesure différentielle est nécessairement affectée.

EXPÉRIENCES DE M. KLEMENČIČ. — Tandis que M. Boltzmann faisait usage d'un électromètre, M. Klemenčič⁽¹⁾, son élève, s'est servi d'un galvanomètre. Le premier de ces savants donnait à son condensateur une capacité relativement faible, mais il devait introduire entre les plateaux une différence de potentiel considérable et obtenir un isolement des plus parfaits. Le second a usé d'un condensateur à large surface, formé de 30 plateaux superposés de 5^{mm} d'épaisseur et de 25^{cm},76 de diamètre, isolés par des cales d'ébonite, distants de moins de 1^{mm}, et communiquant de deux en deux. La capacité du condensateur étant ainsi très considérable et le nombre des décharges à travers le circuit du galvanomètre ayant été porté à 60 par seconde, M. Klemenčič a pu se contenter d'un isolement moindre et recourir à des différences de potentiel moins élevées.

Comme M. Boltzmann, M. Klemenčič. a commencé par s'assurer que, pour un même gaz, l'excès $K - 1$ de la constante diélectrique sur l'unité varie proportionnellement à la pression, ainsi qu'on doit s'y attendre si la relation de Maxwell⁽²⁾,

$$K - 1 = n^2 - 1,$$

est applicable; puisque, pour les gaz, on a toujours avec une approximation suffisante,

$$\frac{n^2 - 1}{d} = \text{const.}$$

(¹) KLEMENČIČ, *Experimentelle Untersuchung über die Dielectricitäts constante einiger Gase und Dämpfe; Sitzunsb. der Wiener Ak. der Wiss.*, t. XCI, 1885, p. 712.

(²) Voir t. IV, 4^e fasc., p. 219.

Le Tableau suivant résume les résultats très concordants des mesures de MM. Boltzmann et Klemenčič. Les expériences ont été réduites à la température de 0° et à la pression de 760^{mm}. Les dernières colonnes du Tableau donnent les valeurs de \sqrt{K} et de n . Elles sont destinées à permettre le contrôle de la relation de Maxwell.

Gaz ou vapeurs.	K.		\sqrt{K} .		n.
	Boltzmann.	Klemenčič.	Boltzmann.	Klemenčič.	
Air.	1,000590	1,000586	1,000295	1,000293	1,0002927
Hydrogène.	1,000264	1,000264	1,000132	1,000132	1,0001387
Acide carbonique. . .	1,000946	1,000985	1,000473	1,000492	1,0004594
Oxyde de carbone. . .	1,000690	1,000695	1,000345	1,000347	1,0003350
Protoxyde d'azote. . .	1,000994	1,001158	1,000497	1,000579	1,0005159
Éthylène.	1,001312	1,001496	1,000656	1,000720	1,000720
Gaz des marais	1,000944	1,000953	1,000472	1,000476	1,000442
Sulfure de carbone. . .	»	1,00290	»	1,001450	1,001478
Acide sulfureux. . . .	»	1,00954	»	1,00477	1,0007036
Chlorure d'éthyle. . .	»	1,01552	»	1,00776	1,001174
Bromure d'éthyle. . .	»	1,01546	»	1,00773	1,001218
Éther.	»	1,00747	»	1,00372	1,001537

En général, l'accord entre les valeurs de \sqrt{K} et de n est aussi satisfaisant que possible, eu égard à l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales. Il n'en est pas ainsi pour les derniers corps du Tableau (acide sulfureux, chlorure et bromure d'éthyle, éther). Pour ceux-ci \sqrt{K} est beaucoup plus grand que n ; mais l'auteur ne décide pas si le désaccord est dans la nature des choses, ou s'il résulte d'une trace de conductivité dont jouiraient ces vapeurs.

M. Lebedew (¹) a opéré sur un certain nombre de vapeurs à la température d'ébullition de l'eau ou de l'alcool amylique, et il a trouvé des nombres en général très supérieurs au carré de l'indice (pour les radiations lumineuses).

Il y a lieu de remarquer que les liquides correspondant à ces vapeurs sont plus ou moins conducteurs et fournissent aussi des valeurs de K supérieures au carré de l'indice.

(¹) P. LEBEDEW, *Wied. Ann.*, t. XLIV, 1891, p. 288.

EFFET DE LA PRESSION. — La relation

$$\frac{K - 1}{d} = \text{const.}$$

a été vérifiée par MM. Boltzmann et Klemenčič entre la pression atmosphérique et une pression de quelques millimètres de mercure. Il est difficile d'étendre la vérification à des pressions plus basses à cause de l'extrême petitesse de $K - 1$. M. Moser ⁽¹⁾ a seulement pu vérifier qu'il ne se manifeste aucune discontinuité dans la variation de K quand on abaisse la pression jusqu'à produire le vide de Crookes. La capacité d'un condensateur ne varie pas de la cent cinquantième partie de sa valeur quand la pression passe de 1^{mm} à une pression de l'ordre du millième de millimètre.

COMPARAISON DES CONSTANTES DIÉLECTRIQUES A L'ÉTAT LIQUIDE ET A L'ÉTAT GAZEUX. — M. A. Lorentz ⁽²⁾ a proposé, pour représenter la variation de la constante diélectrique avec la densité, la formule

$$\frac{K - 1}{K + 2} \frac{1}{d} = \text{const.},$$

que l'on peut rattacher à la formule

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{d} = \text{const.}$$

proposée par M. L. Lorentz ⁽³⁾ et vérifiée, sur d'assez nombreux exemples, par M. Prytz ⁽⁴⁾. Nous supposons cette formule applicable à la comparaison des constantes diélectriques d'un même corps pris à l'état liquide et à l'état gazeux.

Pour les gaz et les vapeurs, K est toujours assez voisin de

⁽¹⁾ J. MOSER, *Comptes rendus de l'Acad. des Sc.*, t. CX, 1890, p. 635.

⁽²⁾ A. LORENTZ, *Wied. Ann.*, t. IX, 1880, p. 641.

⁽³⁾ L. LORENTZ, *Wied. Ann.*, t. XI, 1880, p. 70.

⁽⁴⁾ Voir t. III, 3^e fasc., p. 36.

l'unité pour que l'on puisse écrire en désignant par K' et d' la constante diélectrique et la densité du liquide

$$(1) \quad \frac{K-1}{3d} = \frac{K'-1}{K'+2} \frac{1}{d'}$$

Cette formule permet de calculer K au moyen de K' . Le Tableau suivant fournit, d'après M. Lebedew ⁽¹⁾, la comparaison des valeurs de K calculées et observées; t et t' sont les températures centigrades de la vapeur et du liquide auxquelles se rapportent les mesures de K et de K' .

Substances.	t'	K'	t	$K-1$.		Expérimentateurs.	
				Calculé.	Observé.		
Eau.....	14	83,7	170	0,0014	0,001 (?)	Lebedew	
Alcool méthylique....	»	32,7	100	0,0034	0,0057	id.	
Alcool éthylique.....	»	27,0	»	0,0051	0,0065	id.	
Formiate de méthyle..	»	9,0	»	0,0046	0,0069	id.	
Formiate d'éthyle.....	»	9,1	»	0,0057	0,0083	id.	
Acétate de méthyle...	»	7,7	»	0,0053	0,0073	id.	
Propionate d'éthyle...	»	6,0	120	0,0066	0,0140 (?)	id.	
Éther.....	{	7	4,76	100	0,0054	0,0045	id.
		»	»	0	0,0074	0,0074	Klemenčič
Sulfure de carbone....	»	2,71	0	0,0029	0,0029	id.	
Toluène.....	17	2,36	126	0,0031	0,0043	Lebedew	
Benzène.....	»	2,34	100	0,0026	0,0027	id.	

L'accord est rigoureux pour les corps tels que la benzine, pour lesquels la formule de Maxwell est applicable à l'état liquide. Pour les autres, les nombres observés et calculés sont seulement du même ordre de grandeur.

Ajoutons que la relation (1) a été vérifiée par Linde ⁽²⁾ pour l'acide carbonique, par M. Hasenöhrl ⁽³⁾ pour le protoxyde d'azote gazeux et liquéfiés.

(1) P. LEBEDEW, *Wied. Ann.*, t. XLIV, 1891, p. 288.

(2) LINDE, *Wied. Ann.*, t. LVI, 1895, p. 546.

(3) HASENÖHRL, Communication du laboratoire de Leyde, n° 51, 1899, p. 29.

LIMITES DE L'ÉTAT DIÉLECTRIQUE.

DÉCHARGE DISRUPTIVE. — Quand un gaz est contenu dans un champ électrique uniforme entre les plateaux d'un condensateur et qu'on fait croître progressivement la différence de potentiel, une décharge disruptive finit par se produire. Le gaz s'illumine et les plateaux sont ramenés au même potentiel, comme s'ils avaient été réunis par un fil conducteur.

Le plus souvent on s'est borné à faire éclater la décharge entre deux boules conductrices de diamètre plus ou moins grand. Dans ces conditions le champ est maximum et sensiblement uniforme dans une région de quelque étendue au voisinage de la ligne des centres, et c'est précisément dans cette région que l'étincelle éclate.

On sait la complication ordinaire des phénomènes de la décharge, suivant les conditions de température, de pression, de distance des électrodes, etc. Toutefois, tant que la différence de potentiel critique, pour laquelle se produira la décharge, n'est pas atteinte, on n'observe rien de particulier. Aucun phénomène intermédiaire n'établit une transition appréciable entre l'état de tension diélectrique correspondant aux plus petites différences de potentiel, et le phénomène brusque de la décharge; celle-ci intervient subitement, comme se produit la rupture d'un corps solide soumis à des tractions régulières et progressivement croissantes.

Faraday ⁽¹⁾ disait déjà, en 1837 : « Tous les effets qui précèdent la décharge sont inductifs; et le degré de tension nécessaire pour que l'étincelle passe est, au point de vue où j'envisage l'induction, un point très important. C'est la limite de l'influence que le diélectrique exerce pour résister à la décharge. C'est donc une mesure du pouvoir conservateur du diélectrique, qui à son tour peut être considéré comme une mesure et une représentation des forces électriques en activité. »

(¹) FARADAY, *Experimental Researches*, 12^e série, § 1342.

EXPÉRIENCES DE FARADAY. — Pour comparer les divers gaz sous le point de vue qui nous occupe, Faraday ⁽¹⁾ employait deux micromètres à étincelles A et B. L'un des micromètres est logé dans une cloche destinée à recevoir les différents gaz : ses boules sont, l'une par rapport à l'autre, dans une situation invariable. Le second micromètre est placé à l'air libre et l'on fait varier la distance de ses boules jusqu'à ce que, les deux couples étant en dérivation, l'étincelle éclate indifféremment en A ou en B. Plus le gaz de la cloche A est capable d'isoler une charge considérable, c'est-à-dire, plus est grand le champ que peut supporter le gaz sans livrer passage à l'étincelle, plus les boules B doivent être écartées.

En vertu de circonstances accessoires dont Faraday, avec une perspicacité rare, signale déjà les principales, l'expérience ne comporte pas une grande précision. L'influence des poussières, et plus encore l'électrisation des parois de la cloche, qui superpose au champ principal un champ perturbateur souvent très considérable, enfin la conductivité déjà communiquée à l'air par des décharges antérieures, font varier la différence de potentiel critique d'une manière irrégulière et capricieuse. Cependant Faraday cite deux groupes d'expériences concordantes pour classer les gaz dans l'ordre suivant, du moins isolant au plus isolant : hydrogène, gaz d'éclairage, oxygène, azote, acide carbonique, éthylène, acide chlorhydrique. C'est à peu près l'ordre dans lequel ces gaz se rangent d'après la grandeur croissante de leurs constantes diélectriques.

Les expérimentateurs qui, depuis Faraday, ont cherché à déterminer les différences de potentiel nécessaires pour produire la décharge, ont réalisé des mesures précises dont nous avons signalé quelques-unes ⁽²⁾ et sur lesquelles nous reviendrons avec plus de détail ⁽³⁾. Ils ont toujours fait usage d'électrodes métalliques entre lesquelles jaillissait directement la décharge.

⁽¹⁾ *Ibid.*, § 1377 à 1396.

⁽²⁾ *Voir t. IV, 1^{er} fasc.*, p. 348-352.

⁽³⁾ *Voir le Chapitre suivant.*

MÉTHODE DE M. BOUTY. — M. Bouty (1) a employé une méthode telle que les électrodes métalliques entre lesquelles on produit la différence de potentiel jouent un rôle entièrement passif : elles n'interviennent aucunement dans la production de la décharge.

Si, entre les plateaux d'un condensateur, on interpose un conducteur quelconque, métallique ou électrolytique, la capacité du condensateur augmente. Partant de là, voici comment opère M. Bouty.

Le gaz à étudier est contenu dans un ballon plat, soigneusement paraffiné, pour éviter toute trace de conductivité superficielle de la paroi. Le ballon vient s'insérer, sans les toucher, entre les plateaux d'un condensateur d'assez grande surface. Il n'occupe que la partie centrale du champ, là où la force électrique peut être considérée comme bien uniforme. Si l'intensité du champ est insuffisante pour vaincre l'obstacle opposé par le gaz raréfié du ballon, s'il n'y a pas trace de conductivité, la capacité électrique du condensateur ne sera pas altérée par la présence du ballon. Du moins celui-ci n'agira-t-il qu'en vertu de l'excès du pouvoir diélectrique de ses parois sur celui de l'air, c'est-à-dire que l'altération de la capacité atteindra au plus deux ou trois centièmes de la capacité primitive. Si, au contraire, le gaz est conducteur, le ballon agira comme le ferait un conducteur quelconque, une masse de mercure, par exemple, remplissant la capacité interne du ballon. Il en résultera un accroissement de la capacité électrique égal, par exemple, à 50 pour 100.

Il n'y a pas d'intermédiaire entre les deux cas. On peut, par exemple, laver l'intérieur du ballon avec un liquide aussi peu conducteur que de l'alcool absolu et le vider. La minime conductivité de la couche d'alcool, restée adhérente aux parois, suffira pour que le ballon se comporte comme un ballon plein de mercure, et produise l'accroissement de capacité de 50 pour 100.

(1) BOUTY, *Les gaz raréfiés sont-ils des électrolytes?* (*Journal de Physique*, 3^e série, t. IX, 1900, p. 10). — *Cohésion diélectrique des gaz* (*Ibid.*, 4^e série, t. II, 1903, p. 401).

La nécessité d'introduire un ballon entre les plateaux du condensateur oblige à établir entre ces plateaux une distance de plusieurs centimètres. Il faut alors recourir à l'emploi de l'électromètre capillaire, pour pouvoir constater des variations de capacité qui ne dépassent pas quelques millièmes de microfarad. Le condensateur étant chargé à la différence de potentiel que l'on veut essayer (10000 volts, par exemple), et le ballon étant hors du champ, on cherche, par tâtonnements, à quelle différence de potentiel (quelques centièmes ou quelques dixièmes de volt) il faut charger un microfarad auxiliaire, pour que, déchargé sur le condensateur préalablement isolé de sa pile de charge, il ramène exactement celui-ci à l'état neutre. L'électromètre capillaire, mis en communication avec le système, permettra de reconnaître avec précision si cette condition est satisfaite. On introduit alors le ballon, on charge à nouveau le condensateur, on l'isole et l'on retire le ballon hors du champ. Renouvelant encore la décharge sur le microfarad et sur l'électromètre, on verra la colonne mercurielle de l'instrument rester au zéro, si le gaz est demeuré isolant, et sortir du champ de vision, si le gaz est devenu conducteur sous l'influence du champ électrique.

Le condensateur reçoit sa charge d'une batterie de petits accumulateurs pouvant donner jusqu'à 17000 volts. Il est contenu dans une enceinte fermée, en communication avec le sol, percée seulement d'une ouverture suffisante pour livrer passage au ballon à gaz. La cage du condensateur est mobile sur des rails de bois : le ballon demeure fixe. Il est en communication avec des tubes à robinet qui permettent de le mettre à volonté en relation avec une machine pneumatique à mercure et un manomètre, ou d'y laisser rentrer un gaz quelconque.

Dans ces conditions, on constate que, tant que le champ n'a pas atteint une certaine valeur critique, dépendant de la pression du gaz, celui-ci se comporte comme un diélectrique parfait. Si le champ critique est dépassé, le gaz se comporte comme un conducteur. A la limite même, il arrivera que, dans plusieurs essais successifs, réalisés avec une différence

de potentiel invariable des plateaux, le gaz se comportera tantôt comme conducteur et tantôt comme isolant. La limite peut être fixée avec une approximation qui dépasse presque toujours $\frac{1}{200}$, si l'on se met à l'abri de l'action perturbatrice des charges que le verre du ballon peut retenir. Pour cela il est à peu près indispensable, après chaque essai où le gaz s'est montré conducteur, de porter le ballon, pendant 10 minutes au moins, à la température de 150°.

Dans des essais de ce genre, la masse de gaz à la pression atmosphérique comprise entre les plateaux du condensateur, extérieurement au ballon, doit demeurer un diélectrique parfait. Cette condition sera aisément remplie, si la distance des plateaux aux parois du ballon ne descend pas au-dessous d'une certaine limite (3^{mm} à 4^{mm}, par exemple).

CHAMP CRITIQUE ET LUMINESCENCE. — L'expérience peut être répétée dans l'obscurité complète. On constate alors que, dans tous les essais où la capacité du condensateur est demeurée invariable, le gaz du ballon reste parfaitement obscur. Il s'illumine plus ou moins brillamment chaque fois que la capacité a augmenté, c'est-à-dire chaque fois que le gaz est devenu conducteur.

Si le champ critique est notablement dépassé, le gaz s'illumine aussi bien à l'instant de la charge du condensateur qu'au moment de la décharge. Mais, au voisinage immédiat du champ critique, la charge du condensateur peut être seule accompagnée d'une lueur appréciable. En ce cas, les charges inverses libérées dans le gaz à l'instant de la charge du condensateur restent adhérentes aux parois du verre qui les avaient reçues, d'où une cause d'erreur très grave, si l'on essayait de renouveler les mesures avant d'avoir dissipé les charges.

Quant à l'air extérieur au ballon, il reste toujours parfaitement obscur soit à la charge, soit à la décharge du condensateur. Le mouvement électrique résultant de ce que la résistance diélectrique du gaz intérieur a été vaincue est strictement limité à l'intérieur du ballon, où il s'accompagne de la luminescence du gaz. Les plateaux du condensateur

n'ont rien fourni à la couche gazeuse qui les baigne et ils n'en ont rien reçu. Les électrodes métalliques extérieures n'ont pris aucune part directe à la rupture de l'équilibre.

La luminescence se montrant, dans ces expériences, inséparable du passage de l'électricité à travers le gaz, l'observation de la lueur produite à l'intérieur du ballon (lueur d'effluve) peut, dans la plupart des cas, se substituer à la mesure, plus délicate, de la variation de capacité du condensateur.

Cette lueur remplit tout le ballon. Sa couleur est celle de la colonne positive dans les tubes de Geissler. Elle est violette dans l'air, etc. Il résulte d'expériences inédites de M. J. Baillaud que son spectre a la plus grande analogie avec celui des tubes de Plücker correspondants. Il ne paraît guère en différer que par sa très faible intensité et ne peut être étudié commodément que par la photographie, avec de très longues pauses.

Voici maintenant comment on s'y prendra pour effectuer une mesure de champ critique : on commence par employer une différence de potentiel notoirement trop faible, que l'on devra essayer en chargeant successivement le condensateur dans les deux sens opposés; puis on augmente progressivement la différence de potentiel, par petits accroissements de 50 ou de 100 volts, jusqu'à ce qu'une lueur se produise. On aura soin de toujours alterner le signe des charges.

LOIS EXPÉRIMENTALES DU CHAMP CRITIQUE. — Nous supposons que l'on emploie un ballon présentant, dans le sens du champ, un diamètre connu et qu'on fait varier la pression du gaz à son intérieur. Partant d'une pression relativement élevée, que l'on fait décroître progressivement, on constate que la différence de potentiel entre les plateaux du condensateur (et par conséquent le champ moyen entre ces plateaux), correspondant à la production de la première lueur, décroît d'abord très approximativement suivant une fonction linéaire de la pression, puis de plus en plus lentement jusqu'à un minimum, au delà duquel le champ croît rapidement. En général, on représente très exactement le champ

critique y par des formules telles que

$$(1) \quad y = m + a\sqrt{p(p+b)} + \begin{cases} \frac{\lambda}{p}, \\ \frac{\lambda}{p^2}. \end{cases}$$

Le dernier terme est en $\frac{1}{p}$ ou en $\frac{1}{p^2}$ suivant la nature du gaz et celle des parois. Aux très basses pressions, l'influence de ce terme devient largement prépondérante.

Le Tableau suivant, relatif à l'hydrogène, fixera l'ordre de grandeur des divers coefficients. La pression p est exprimée en centimètres de mercure, les champs critiques y en volts par centimètres. Les plateaux du condensateur, de 32^{cm} de diamètre, étaient écartés de 6^{cm},5. Le diamètre du ballon dans la direction du champ était de 5^{cm},6; transversalement au champ, d'environ 8^{cm}.

Hydrogène.

Pression p .	Champ critique y .		Diff.
	Observé.	Calculé.	
10,803	2415	2434	+ 19
10,444	2319	2359	+ 40
9,262	2149	2116	- 33
8,842	1979	2030	+ 51
6,984	1656	1646	- 10
5,749	1399	1390	- 9
4,607	1149	1151	+ 2
4,261	1102	1076	- 26
2,866	811	785	- 26
1,604	507	510	+ 3
0,859	316	335	+ 19
0,454	210	223	+ 13
0,366	192	200,5	+ 8,5
0,1123	106,5	108	+ 1,5
0,0863	93,5	97	+ 3,5
0,04511	96,3	82,7	- 13,6
0,02456	113	102,5	- 10,5
0,01765	158	150	- 8

Pression p .	Champ critique γ .		Diff.
	Observé.	Calculé.	
0,01394	204	211	+ 7
0,00942	405	413	+ 8
0,00522	746	»	»
0,00297	900?	»	»

$$(2) \quad \gamma = 205 \sqrt{p(p + 2,25)} + \frac{0,034}{p^2}.$$

Aux pressions inférieures à $0^{\text{cm}},01$, la formule empirique cesse de s'appliquer. Le champ critique croît plus lentement qu'elle ne l'indiquerait; il tend vers une limite qu'on ne peut dépasser qu'à la condition d'épuiser les parois de toute trace de gaz adhérent par une forte élévation de température, combinée avec l'action prolongée du vide. Remarquons qu'avec la disposition employée, le degré de vide est limité par la pression maximum de la vapeur de mercure à la température de l'expérience.

COHÉSION DIÉLECTRIQUE. — Aux pressions élevées, la courbe représentée par l'équation (2) se confond avec son asymptote

$$(3) \quad \gamma = 253 + 205p.$$

A un accroissement de pression de l'hydrogène égal à 1^{cm} de mercure correspond désormais un accroissement uniforme de 205 volts dans le champ critique.

Si l'on recommence les expériences en employant des ballons ou des tubes de large section d'épaisseur différente dans le sens du champ, le coefficient du terme en $\frac{1}{p^2}$ dans la formule (2) varie à peu près en raison inverse de l'épaisseur et il en est de même du coefficient numérique sous le radical; le coefficient 205 multipliant le radical, c'est-à-dire le coefficient angulaire de l'asymptote (3) demeure invariable. Ce dernier coefficient, remarquablement constant dans toutes les expériences relatives à un même gaz, représente l'accroissement du champ critique pour un accroissement de 1^{cm} dans la

pression du gaz à partir d'une pression de plusieurs centimètres de mercure, l'épaisseur de la couche gazeuse étant constante et au moins égale à plusieurs centimètres (1). C'est un coefficient spécifique du gaz, caractérisant la résistance qu'il oppose à la rupture de l'équilibre diélectrique. Nous désignerons ce coefficient sous le nom de *cohésion diélectrique*.

Voici les valeurs assignées par M. Bouty (2) à la cohésion diélectrique de quelques gaz et leurs rapports r à la cohésion diélectrique de l'hydrogène. Les cohésions se rapportent à la température de 17°.

Gaz.	Cohésion diélectrique en volts	
	par centimètre.	..
Hydrogène	205	1,000
Air.....	419	2,044
Acide carbonique	418	2,039
Azote.....	465	2,268
Oxyde de carbone.....	510	2,500
Protoxyde d'azote.....	537	2,620
Acétylène	580	2,829

INFLUENCE DES BORDS DU CONDENSATEUR ET DE L'EFFET DIÉLECTRIQUE DE LA PAROI. — Les valeurs relatives données dans la dernière colonne du Tableau précédent sont probablement exactes au centième près. En ce qui concerne les *valeurs absolues* adoptées pour la cohésion diélectrique, deux causes peuvent les altérer : l'effet des bords du condensateur et l'effet diélectrique des parois.

Les champs critiques ont été pris égaux aux quotients de la différence de potentiel critique, *mesurée entre les plateaux du condensateur*, par leur distance. Celle-ci pouvant atteindre le sixième de leur diamètre, les surfaces équipotentielles, même suivant l'axe du condensateur, ne sont pas rigoureusement des plans équidistants. Le champ est un peu plus faible

(1) Il convient de remarquer que la méthode de mesure n'est pas applicable à des couches gazeuses de moins de 2^{cm} à 3^{cm} d'épaisseur.

(2) BOUTY, *La cohésion diélectrique des gaz* (*Journal de Physique*, 4^e série, t. II, p. 413-416. — *Ibid.*, t. III, 1903-1904, p. 491-495).

au centre qu'au voisinage immédiat des plateaux. Le champ moyen, dans la région occupée par le ballon, est donc légèrement inférieur au champ moyen adopté.

D'autre part, si la matière du ballon était comprise entre deux ellipsoïdes homothétiques, le champ intérieur au ballon serait uniforme et légèrement inférieur au champ externe⁽¹⁾; mais, le ballon n'ayant pas de forme géométriquement définie, le champ à son intérieur n'est plus ni rigoureusement uniforme, ni rigoureusement égal au champ extérieur; il n'est pas possible de calculer *a priori* la grandeur de la correction; on sait seulement qu'elle est très petite.

Les deux causes d'erreur concordent pour abaisser le champ efficace à l'intérieur du ballon. Les champs critiques sont donc évalués par excès. Il en est de même des cohésions diélectriques. L'erreur résultante ne doit pas dépasser $\frac{1}{50}$.

GAS DE LA VAPEUR D'EAU. — M. Bouty⁽²⁾ a pu expérimenter sur la vapeur d'eau au-dessous de la pression de 5^{mm}. Si l'on essaie d'opérer à des pressions plus élevées, l'eau forme à la surface interne du verre une sorte de buée conductrice, et la méthode de mesure cesse d'être applicable. Mais, aux basses pressions, la couche de buée ne se forme pas; si elle existait, elle se détruit, et l'on constate que, contrairement à un préjugé assez répandu, la vapeur d'eau isole parfaitement bien.

Les expériences sur la vapeur d'eau sont représentées par une formule analogue à celles qui réussissent pour les autres gaz; mais, les expériences n'ayant pu être étendues à des pressions élevées, la valeur de la cohésion diélectrique qui s'en déduit est assez incertaine.

VAPEURS DIVERSES. — La plupart des vapeurs attaquent la graisse des robinets. Il se produit peu à peu, dans les appareils, des fuites qui mettent fin aux expériences.

⁽¹⁾ Voir MASCART, *Traité d'électricité*, t. I, p. 118

⁽²⁾ BOUTY, *La cohésion diélectrique des gaz et des vapeurs* (*Comptes rendus*, t. CXXXI, 1900, p. 503).

On a toutefois réussi à faire un certain nombre de mesures d'où l'on peut déduire des valeurs approchées de la cohésion diélectrique. Dans le Tableau suivant, on indique le rapport r de ces cohésions à celle de l'hydrogène, à 17° :

Eau.....	1,92(?)
Alcool méthylique.....	2,36
Alcool éthylique.....	3,11
Éther.....	3,87
Formiate de méthyle.....	3,91
Propionate d'éthyle.....	4,15
Acétone.....	4,22
Formiate d'éthyle.....	4,26
Acétate de méthyle.....	4,79
Acide formique.....	5,2 (?)
Sulfure de carbone.....	5,79
Toluène.....	6,18
Benzine.....	6,41

Ces valeurs ne doivent être considérées que comme approximatives.

COHÉSION DIÉLECTRIQUE ET TEMPÉRATURE. — Le système du condensateur et du ballon à gaz, employés par M. Bouty (1), peut être échauffé dans une enceinte close qu'on maintient à température constante. Les températures élevées sont produites par l'emploi de résistances électriques échauffées par un courant. On obtient les basses températures en remplaçant les spirales électriques par une spirale de gros tube de plomb, percée de trous et dans laquelle on verse progressivement de l'air liquide. On a pu aisément, par ce procédé, abaisser la température de l'enceinte jusqu'à — 100° et l'y maintenir constante pendant la durée d'une mesure

L'enceinte, isolée de l'air extérieur par une couche suffisamment épaisse d'amiante, présente une seule ouverture, fermée par une fenêtre de mica, à travers laquelle on observe la luminescence du gaz.

(1) BOUTY, *Cohésion diélectrique et température* (*Journal de Physique*, 4^e série, t. III, 1904, p. 12).

Le ballon est d'abord rempli, sous une pression convenable, du gaz que l'on veut étudier, à la température ordinaire du laboratoire; fermant alors un robinet, on isole dans le ballon une masse de gaz désormais invariable, et l'on porte l'enceinte à la température à laquelle on veut opérer. Après chaque mesure, il est indispensable de chauffer le ballon à une température assez haute pour détruire jusqu'aux dernières traces de charges adhérentes aux parois. Sans cette précaution, on n'obtiendrait que des résultats incohérents.

Dans ces conditions, on trouve que, tant que la pression est suffisante pour que le terme en $\frac{1}{p}$ ou en $\frac{1}{p^2}$ n'intervienne pas d'une manière sensible, *le champ critique, à masse constante, est rigoureusement indépendant de la température.*

On en jugera par les Tableaux suivants :

BALLON DE CRISTAL.

Hydrogène.

Pression à 17° : 9 ^{cm} , 667.		Pression à 17° : 7 ^{cm} , 103.	
<i>t.</i>	<i>y.</i>	<i>t.</i>	<i>y.</i>
+ 16 ^o ,7	2167	18 ^o ,5	1815
— 20	2175	18,5	1802
— 38	2163	64	1805
— 51	2194	117,5	1821
— 84	2195	159,5	1806
— 95	2192		
	Moy. 2181		Moy. 1809,5

Mélange d'acide carbonique et d'hydrogène, 48 pour 100 d'hydrogène.

Pression à 17° : 2 ^{cm} , 587.		Pression à 17° : 6 ^{cm} , 880.	
<i>t.</i>	<i>y.</i>	<i>t.</i>	<i>y.</i>
33 ^o ,5	1032	17 ^o ,5	2231
134 ^o ,5	1023	170 ^o ,5	2221
	Moy. 1027		Moy. 2226

On est arrêté, dans ces expériences, par la conductivité qu'acquièrent, à haute température, les parois des ballons.

Le champ intérieur à l'enveloppe, c'est-à-dire le champ sous l'action duquel se produit la décharge, devient de plus en plus inférieur au champ extérieur que seul l'on mesure, et le champ critique *apparent*, demeuré jusque-là invariable, se met à augmenter rapidement avec la température. Avec des ballons de verre, cette cause d'erreur a limité les expériences à $+87^{\circ}$. Un ballon de cristal de qualité exceptionnelle, avec lequel ont été réalisées les expériences rapportées ci-dessus, a permis d'atteindre 200° ; enfin, avec un ballon de silice fondue on a obtenu les résultats suivants :

BALLON DE QUARTZ.

Pression à 17° .	Intervalle de température.	y.		
		Val. moy. observée.	Valeur calculée.	Diff.
3,786	$19,5^{\circ}$ à 271°	1884	1889	+ 5
3,435	175 à 282	1744	1741	- 3
3,151	21 à 263	1637	1626	- 11
2,171	25 à 258	1203	1205	+ 2
1,420	20 à 293	875	881	+ 6

La troisième colonne donne la valeur moyenne des champs critiques observés dans l'intervalle de température indiqué à la deuxième colonne. Les nombres de la quatrième colonne sont calculés d'après la formule empirique représentant le mieux les expériences réalisées à froid avec le même ballon. L'accord est aussi parfait que possible.

Même ici, on n'a pu dépasser 300° , parce qu'au delà les cales en terre poreuse, employées pour isoler l'un de l'autre les plateaux du condensateur, acquièrent une conductibilité appréciable.

En résumé, entre -100° et $+300^{\circ}$, c'est-à-dire dans des limites où la pression à l'intérieur du ballon a varié dans le rapport $\frac{573}{173} = 3,31$, le champ critique, aux pressions supérieures à quelques millimètres de mercure, ne varie certainement pas de la centième partie de sa valeur; *la cohésion diélectrique à volume constant est donc indépendante de la température.*

Le nombre des propriétés des gaz qui se montrent indépendantes de la température quand on opère à volume constant, est extrêmement restreint : on ne peut guère citer que l'indice de réfraction, relativement auquel des expériences de vérification ont été réalisées dans des limites de température très étendues. On peut penser qu'il en serait de même de la constante diélectrique (au sujet de laquelle aucune expérience n'a été tentée en dehors de la température ordinaire) et en général de toutes les propriétés *purement moléculaires*, qui ne changent qu'avec la constitution de la molécule elle-même. Il est intéressant de savoir que *la cohésion diélectrique est une propriété moléculaire*.

Puisque la cohésion diélectrique à volume constant est invariable avec la température, la cohésion diélectrique à pression constante doit décroître comme la densité, c'est-à-dire en raison inverse de la température absolue, tout au moins dans les limites où le gaz peut être considéré comme parfait. Une mesure de cohésion diélectrique à pression connue équivaut donc à une mesure de densité ou à une mesure de température.

COHÉSION DIÉLECTRIQUE DES MÉLANGES. — Il était intéressant de savoir si la cohésion diélectrique se conserve dans les mélanges de plusieurs gaz; c'est-à-dire si la cohésion diélectrique d'un tel mélange est calculable, en fonction des cohésions diélectriques des gaz séparés, par une simple loi de moyenne, analogue à celle qui sert au calcul des densités.

En d'autres termes, en désignant par A , a_1, a_2, \dots et par V, v_1, v_2, \dots les cohésions diélectriques et les volumes des gaz mêlés, ces derniers mesurés sous une même pression, a-t-on la relation

$$(4) \quad VA = v_1 a_1 + v_2 a_2 + \dots = \sum v a ?$$

L'expérience a prouvé ⁽¹⁾ que la relation (4) est très bien

(1) BOUTY, *Cohésion diélectrique des mélanges* (*Journal de Physique*, 4^e série, t. III, 1904, p. 489).

vérifiée pour certains mélanges binaires (hydrogène et oxyde de carbone, hydrogène et protoxyde d'azote, hydrogène et acétylène), tandis qu'elle ne l'est pas pour d'autres (hydrogène et acide carbonique, hydrogène et azote), pour lesquels la cohésion du mélange est toujours inférieure à la moyenne calculée : les écarts peuvent atteindre 12 ou 13 pour 100.

Dans les cas où la formule (4) est applicable, la mesure de la cohésion diélectrique d'un mélange binaire de gaz connus équivaut à une analyse volumétrique, au même titre qu'une mesure de densité.

Que la formule (4) soit vérifiée ou non, la cohésion diélectrique du mélange de deux gaz sans action chimique, mesurée à volume constant, est indépendante de la température, tout comme pour un gaz pur (1).

GAS PARTICULIER DE L'ARGON. — Quand la formule (4) est applicable à un mélange binaire, la présence de traces de l'un de ces gaz dans un échantillon de l'autre n'altère pas sa cohésion diélectrique dans un autre rapport que sa densité même. La variation est généralement négligeable. Il est loin d'en être de même quand la formule (4) est inapplicable.

L'argon (2), dont la cohésion diélectrique est beaucoup plus faible que celle de l'hydrogène, fournit des mélanges qui s'écartent énormément de la loi des moyennes. Par exemple, un mélange d'argon *presque pur* et de 0,63 pour 100 d'acide carbonique s'est comporté comme devrait le faire un mélange du *même* argon à 9,5 pour 100 d'acide carbonique, si la loi des moyennes était applicable.

Il est donc très difficile de fixer avec quelque exactitude la cohésion diélectrique de l'argon *pur*.

Les lueurs d'effluve dans l'argon à peu près pur sont d'un beau blanc bleuté et extrêmement brillantes. Dès qu'on ajoute à ce gaz une quantité très faible d'un gaz étranger, azote ou acide carbonique par exemple, les lueurs diminuent beaucoup

(1) Voir ci-dessus, p. 318, les résultats relatifs à un mélange d'acide carbonique et d'hydrogène.

(2) BOUTY, *Journ. de Phys.*, 4^e série, t. III, 1904, p. 593-606.

d'éclat et prennent une teinte sale. Si l'on observe alors le spectre du gaz, dans un tube de Plücker ordinaire, on constate que les raies propres de l'argon ont beaucoup pâli; les bandes des gaz étrangers apparaissent comme un voile léger, à travers lequel on verrait le spectre de l'argon de plus en plus confus. Au contraire, à de l'acide carbonique ou à de l'azote purs on peut ajouter des quantités d'argon assez importantes sans faire apparaître les raies propres de ce gaz (1).

Ainsi, dans un mélange d'argon et d'acide carbonique ou d'azote, ces derniers gaz jouent un rôle prépondérant aussi bien au point de vue spectral que sous le rapport de la cohésion diélectrique. M. Bouty pense qu'il y a un lien nécessaire entre les deux ordres de phénomènes.

La cohésion diélectrique de l'argon pur paraît être voisine de 39, c'est-à-dire environ 5 fois plus petite que celle de l'hydrogène.

COHÉSION DIÉLECTRIQUE DE LA VAPEUR DE MERCURE. — M. Bouty (2) a pu étudier la cohésion diélectrique de la vapeur de mercure en faisant usage d'un ballon de silice fondue et en ramenant les pressions mesurées de la vapeur de mercure (à peu près saturée) à ce qu'elles seraient à une même température uniforme, dans l'hypothèse, infiniment vraisemblable, où la loi de l'invariabilité des champs critiques à volume constant est applicable à cette vapeur.

Le Tableau suivant indique quelques-uns des résultats :

Vapeur de mercure.

Températures.	Pression en centimètres.		γ .		
	Observé.	Réduite à 17°.	Observé.	Calculé.	Diff.
254,0	7,201	3,962	1915	1917	+ 2
246,5	6,009	3,354	1724	1709	-15
235,0	4,392	2,507	1397	1381	-17
225,0	3,321	1,935	1150	1151	+ 1
211,0	2,231	1,316	868	887	+19

(1) Ce dernier fait avait été signalé par MM. Ramsay et Collie (*Proc. of the Royal Soc.*, t. LIX, p. 257).

(2) BOUTY, *Comptes rendus*, t. CXXXVIII, 1904, p. 1691.

Jusqu'au voisinage de la température ordinaire, les expériences sont bien représentées par la formule

$$(5) \quad y = -50 + 354\sqrt{p(p+4)} + \frac{0,19}{p^2},$$

analogue à celles qui conviennent à tous les autres gaz ou vapeurs non saturées étudiées jusqu'ici.

L'asymptote à la courbe (5) a pour équation

$$y = 658 + 354p.$$

Malgré le poids atomique élevé de la vapeur de mercure, sa cohésion diélectrique, 354, est inférieure à celle de l'air et de la plupart des gaz (argon et hydrogène exceptés). A poids atomique égal, la cohésion diélectrique des gaz ou vapeurs monoatomiques est donc inférieure à celle des gaz polyatomiques.

Les lueurs d'effluve dans la vapeur de mercure sont d'un éclat éblouissant et rappellent par leur couleur la lumière de l'arc au mercure; elles pâlissent beaucoup par l'addition d'un gaz étranger.

Les mélanges de vapeur de mercure et d'un autre gaz quelconque, même l'argon, n'obéissent pas à la loi des moyennes.

CHAMPS CRITIQUES A BASSE PRESSION. INFLUENCE DES PAROIS. —

Nous avons vu que, pour des parois de même espèce, le coefficient du terme en $\frac{1}{p}$ ou $\frac{1}{p^2}$ dans l'expression du champ critique γ varie sensiblement en raison inverse de l'épaisseur e de la couche gazeuse; c'est-à-dire que si, au lieu de considérer le champ critique, on considère la différence de potentiel totale mise en jeu $Y = \gamma e$, le coefficient du terme en $\frac{1}{p}$ ou $\frac{1}{p^2}$ dans l'expression de Y prend une valeur à peu près constante. Quand la pression est très faible, le terme considéré devient largement prépondérant; par suite la différence de potentiel critique devient sensiblement indépendante de l'épaisseur. L'obstacle au passage de l'électricité paraît alors résider à peu près exclusivement dans les parois

diélectriques, ou mieux dans la couche de gaz adhérente à ces parois.

Toute modification des parois tendant à les priver de la couche de gaz adhérente (un vide prolongé, l'action de la chaleur, etc.) augmente la différence de potentiel critique. D'ailleurs cette différence de potentiel est beaucoup plus faible pour les gaz aisément liquéfiables comme l'acide carbonique : elle est plus forte pour l'air, maximum pour l'hydrogène, le plus difficilement liquéfiable et probablement aussi le moins condensable de tous par les parois diélectriques.

Tandis que les champs critiques à haute pression relatifs à une masse constante de gaz (champs critiques à volume constant) se montrent indépendants de la température, *les champs critiques à très basse pression croissent toujours quand la température s'élève*, ce qu'on doit attribuer à la destruction partielle de la couche gazeuse adhérente.

Enfin ceux d'entre les mélanges gazeux dont la cohésion diélectrique obéit rigoureusement à la loi des moyennes, présentent, à très basse pression, des champs critiques qui s'écartent énormément de cette loi. Soit par exemple un mélange binaire d'oxyde de carbone, de protoxyde d'azote ou d'azote avec de l'hydrogène. Le champ critique à basse pression est toujours beaucoup plus voisin de celui du gaz mêlé à l'hydrogène que ne le comporterait la loi des moyennes. Il est en effet très vraisemblable que la couche gazeuse adhérente à la paroi a une composition centésimale toute différente de celle du mélange qui lui a donné naissance, et qu'elle est proportionnellement beaucoup moins riche en hydrogène.

On se rendra compte du rôle important joué par la paroi aux basses pressions si l'on veut bien réfléchir que de l'électricité ne peut être libérée dans le gaz qu'à la condition de pouvoir être recueillie par les parois. L'épuisement progressif de la couche adhérente, qui forme la transition du gaz libre à la masse diélectrique solide à travers laquelle tout courant électrique est impossible, rend compte de l'accroissement énorme du champ critique aux basses pressions.

PASSAGE DE L'ÉLECTRICITÉ A TRAVERS DES COUCHES GAZEUSES DE GRANDE ÉPAISSEUR. — Puisque le terme dépendant de la paroi, dans la différence de potentiel critique Y , est sensiblement constant, l'importance relative de ce terme diminue beaucoup lorsque l'épaisseur de la couche gazeuse, comprise entre les parois, devient considérable. Le champ critique y tend alors à se réduire à son premier terme

$$(6) \quad y = a\sqrt{p(p+b)},$$

indépendant de la paroi et qui ne dépend pas non plus de la température quand on opère à volume constant ⁽¹⁾.

En employant des condensateurs de très grandes dimensions et des tubes larges dont la hauteur e , dans le sens du champ, était assez considérable, M. Bouty a montré que le coefficient b sous le radical varie en raison inverse de l'épaisseur. Ainsi il a trouvé

e .	Air.		Hydrogène.	
	b .	be .	b .	be .
5,6.....	1,4	7,84	2,25	12,6
12.....	0,7	8,4	"	"
20.....	0,42	8,4	0,685	13,7
37,8.....	0,23	8,7	"	"
	Moyenne.....	8,33	Moyenne.....	13,15

Cela posé, la formule (6) des champs critiques s'écrit

$$(7) \quad y = a\sqrt{p\left(p + \frac{k}{e}\right)},$$

k étant une nouvelle constante caractéristique du gaz, égale à 8,33 pour l'air, à 13,15 pour l'hydrogène.

La différence de potentiel critique Y devient

$$(8) \quad Y = ye = ae\sqrt{p\left(p + \frac{k}{e}\right)} = a\sqrt{pe(pe + k)}$$

(1) Voir ci-dessus, p. 317 et 318.

et ne dépend plus que du produit pe , c'est-à-dire qu'elle ne dépend que de la masse de la couche gazeuse par unité de surface (1).

Nous retrouverons une loi analogue pour la différence de potentiel explosive entre électrodes métalliques [loi de Paschen (2)].

D'après les formules (7) et (8), γ et Y tendent vers zéro avec la pression. Cette conséquence des formules empiriques n'est pas susceptible de démonstration expérimentale rigoureuse, car aux très basses pressions, le terme afférent à la paroi qui ne figure pas dans les formules (7) et (8) masque absolument la variation du terme propre au gaz. Tout ce que l'on peut affirmer, c'est que ce terme devient très petit. Avec une épaisseur e égale à $5^{\text{cm}},6$, le champ critique minimum dans l'air était de 129^{volts} par centimètre. Avec une épaisseur de $37^{\text{cm}},8$ il n'est plus que de $16^{\text{volts}},4$, et il paraît certain qu'avec des épaisseurs plus grandes on descendrait bien au-dessous. Il se peut donc qu'un champ aussi faible que le champ électrostatique terrestre (1^{volt} à 2^{volts} par centimètre) soit suffisant pour permettre à la décharge de traverser les couches, d'air très raréfiées de la haute atmosphère. A ces altitudes, l'air serait normalement ionisé.

Les faits, purement expérimentaux, étudiés dans ce Chapitre ont été présentés indépendamment de toute hypothèse sur le mécanisme qui entre en jeu lors de la destruction de l'équilibre diélectrique. Quand un courant traverse un gaz, l'électricité est certainement transportée par des ions. Quelques-uns de ceux-ci préexistent-ils dans le gaz avant l'application du champ électrique et sont-ils la cause déterminante de la rupture d'équilibre; ou bien celle-ci dépend-elle exclusivement de l'émission d'ions par la paroi, sous l'action du champ? Cette dernière hypothèse convient peut-être aux

(1) Cette loi n'est certainement pas applicable aux différences de potentiel *totales* à très basse pression, quand on tient compte de l'effet de la paroi.

(2) Voir ci-dessous, p. 332.

pressions très basses pour lesquelles la paroi paraît jouer un rôle presque exclusif, et où la fluorescence caractéristique des rayons cathodiques apparaît, même en l'absence d'électrodes métalliques. L'hypothèse opposée est peut-être plus convenable pour l'explication des phénomènes aux pressions élevées, où le rôle de la paroi est, au moins en apparence, d'importance négligeable.

Une telle discussion ne peut d'ailleurs être présentée avec fruit avant d'avoir étudié les divers cas de la décharge disruptive.



CHAPITRE XV.

ÉTUDE DE L'ÉTINCELLE.

- Effluve et étincelle. — Expériences de M. Carr. — Loi de Paschen. — Potentiel minimum d'étincelle. — Cas des très petites étincelles. — Cohésion diélectrique d'après les potentiels explosifs. — Influence de la nature des électrodes. — Retard de la décharge. — Potentiels explosifs statique et dynamique.
- Constitution de l'étincelle. — Expériences de MM. Schuster et Hemsalech. — Effet de la self-induction. — Pression dans l'étincelle. — Expériences de Töpler, de Wood et de Haschek et Mache.
- Décharge par une pointe. — Mesure de la vitesse des ions émis. — Vent électrique.
-

EFFLUVE ET ÉTINCELLE. — Dans les expériences qui ont fait l'objet du Chapitre précédent, le mouvement électrique provoqué par la rupture de l'équilibre diélectrique était limité à la masse gazeuse intérieure au ballon et à la couche superficielle interne du verre. Le diélectrique ne peut en effet livrer passage à travers sa masse à aucun courant permanent.

Quand, au contraire, on produit un champ constant entre deux plateaux métalliques limitant directement la masse gazeuse en expérience, dès que l'équilibre est rompu dans le gaz, un courant s'établit dans la masse métallique et se ferme à travers le gaz devenu conducteur. Il y a donc production d'un courant continu, si toutefois la source employée possède un débit suffisant, pour entretenir, d'une manière permanente, entre les plateaux, la différence de potentiel convenable. Si le débit de la source est faible, comme celui d'une petite machine électrostatique par exemple, la dépense d'électricité du courant sera supérieure à la production : la différence de potentiel tombera au-dessous de la limite critique

et le courant sera interrompu. On aura une série d'étincelles jaillissant à intervalles plus ou moins longs, et transportant chacune une quantité finie d'électricité. Cette quantité est en général très supérieure à celle qui peut être transportée par une effluve.

Ainsi une étincelle correspondra à une perte d'énergie électrique beaucoup plus grande. Ses effets pourront être tout différents de ceux de l'effluve.

Nous nous proposons d'abord d'étudier la différence de potentiel minimum nécessaire pour produire une étincelle, et de la comparer, autant que faire se pourra, à celle qui provoque l'effluve. Nous devons penser *a priori* que cette différence de potentiel sera la même, au moins pour les pressions élevées et les grandes distances explosives. Mais il est vraisemblable qu'aux basses pressions l'influence de la couche gazeuse adhérente ou occluse, ou même celle des ions libres que le métal est susceptible d'émettre, peuvent acquérir une importance notable et modifier le potentiel explosif.

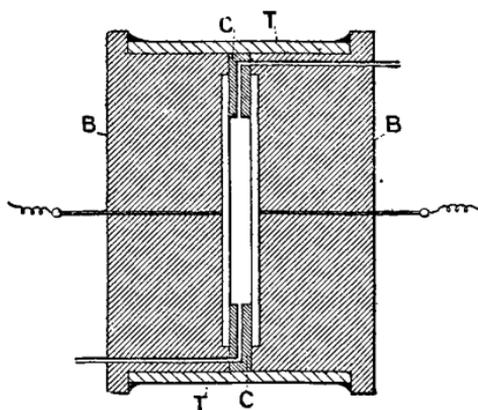
Au reste, dans les nouvelles conditions où nous allons nous placer, avec des électrodes métalliques effectives, nous pourrions réaliser aisément et étudier de près des cas que nous n'avons pu encore aborder. Par exemple, nous pourrions voir ce qui se passe dans le cas de couches gazeuses d'épaisseur extrêmement réduite, que la méthode de M. Bouty ne pouvait atteindre.

EXPÉRIENCES DE M. CARR. — M. Carr (1) a employé l'appareil ci-contre (*fig.* 83). Les électrodes métalliques sont deux disques de laiton de 3^{cm},6 de diamètre, séparés par des cales d'ébonite, en forme de couronne circulaire, dans lesquelles sont creusés de petits canaux permettant d'introduire un gaz quelconque dans l'appareil, Le tout est enfermé dans un bloc d'ébonite. Le gaz se trouve ainsi placé dans un champ très sensiblement uniforme, que l'on produit à l'aide de petits accumulateurs. On fait varier l'épaisseur de la couche gazeuse en changeant la bague d'ébonite qui sépare les plateaux.

(1) CARR, *Phil. Trans.*, A., t. CCI, 1903, p. 403.

Ces expériences réalisent, à la présence des électrodes près, un dispositif analogue à celui de M. Bouty. Les résultats

Fig. 83.



généraux sont aussi très analogues qualitativement.

Le Tableau suivant se rapporte à l'étincelle dans l'air, la distance des électrodes étant seulement de 1^{cm} :

Pression en centimètres.	P (en volts).		
	Obs.	Calc.	Diff.
0,709	831	828	— 3
0,412	645	647	+ 2
0,239	504	511	+ 7
0,139	420	418	— 2
0,0982	372	380	+ 8
0,0805	355	365	+ 10
0,0679	348	360	+ 12
0,0562	351	354	+ 3
0,0466	359	365	+ 6
0,0384	377	387	+ 10
0,0312	425	432	+ 7
0,0259	504	490	— 14
0,0219	605	592	— 13
0,0180	757	754	— 3
0,0152	1020	960	— 60
0,0125	1315	1310	— 5
0,0105	1730	1764	+ 36

Les différences de potentiel calculées, égales aux champs

critiques y , sont bien représentées par la formule

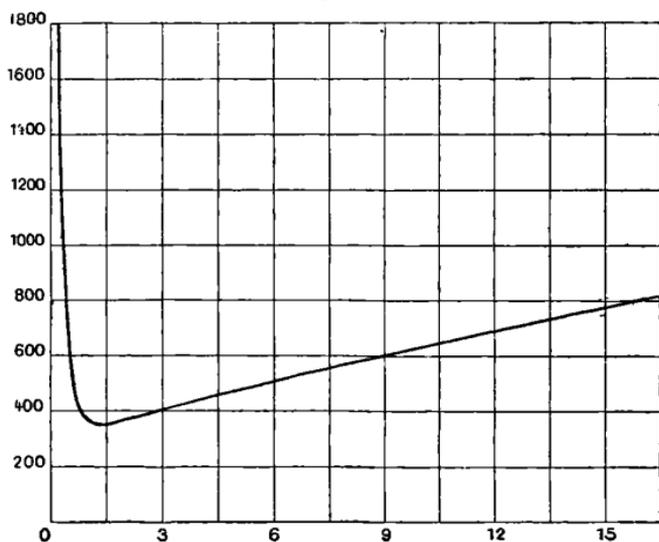
$$(1) \quad y = \frac{P}{1} = 120 + 480\sqrt{p(p+2,5)} + \frac{0,173}{p^2},$$

de même forme que celles dont M. Bouty a fait usage. Les coefficients sont aussi du même ordre de grandeur.

Malheureusement la distance de 1^{cm} entre les électrodes est la plus grande que M. Carr ait employée, et il est impossible de dire dans quelle mesure les coefficients se modifieraient pour des distances plus considérables, de l'ordre des épaisseurs de couches d'air employées par M. Bouty.

Par exemple, en ce qui concerne la cohésion diélectrique, les expériences de M. Carr, avec des distances d'électrodes de 0^{cm}, 1, 0^{cm}, 3 et 1^{cm}, donnaient les nombres rapidement décroissants : 810, 703 et 480, tandis que, pour des épaisseurs de couches d'air supérieures à 3^{cm}, les expériences de M. Bouty donnent uniformément 419.

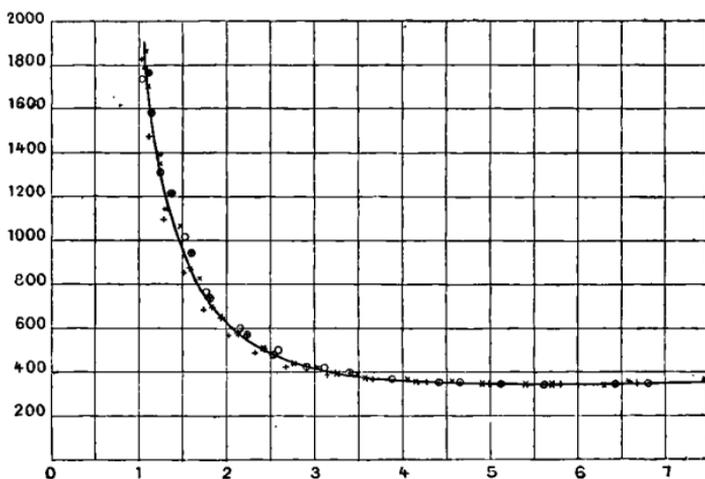
Fig. 84.



La figure 84 représente les valeurs de P pour une distance d'électrodes de 0^{cm}, 3. L'allure générale de la courbe est bien celle qui convient à la représentation des potentiels d'effluve.

LOI DE PASCHEN. — M. Carr avait pour but principal l'étude de ce qui se passe, non aux pressions élevées, mais surtout au voisinage de la différence de potentiel explosive minimum. Ses expériences vérifient approximativement, dans une étendue assez grande de part et d'autre de cette différence de potentiel et surtout aux pressions les plus hautes, la loi suivante énoncée par M. Paschen ⁽¹⁾ : *La différence de potentiel explosive ne dépend que du produit de la longueur de l'étincelle par la pression, c'est-à-dire ne dépend que de la masse de gaz intéressée à la décharge, par centimètre carré d'électrode.* La courbe suivante (fig. 85), relative à l'air, a été

Fig. 85.



construite en prenant pour abscisses les produits de la pression par la distance des électrodes, et pour ordonnées les différences de potentiel explosives. On a représenté par un signe différent les points correspondant aux diverses distances d'électrodes. On voit que tous ces points se placent sur une même courbe, ou plutôt forment un faisceau de courbes très rapprochées.

Rappelons que la loi de Paschen est applicable aux différences de potentiel d'effluve quand on considère des couches

(¹) PASCHEN, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 79.

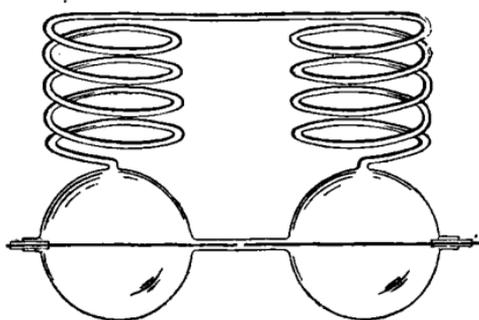
de gaz assez épaisses pour que l'action de la paroi diélectrique soit négligeable (1).

Une conséquence curieuse de la loi de Paschen et de la forme générale des courbes de potentiel explosif, c'est qu'à basse pression le potentiel explosif peut se trouver beaucoup plus élevé pour de faibles longueurs d'étincelles que pour de plus grandes. Ainsi, dans les expériences de M. Carr, pour une même pression de $1^{\text{mm}}, 05$, les potentiels explosifs ont été les suivants :

Longueur d'étincelle en centimètres.	Potentiel explosif en volts.
0,1	1826
0,2	594
0,3	397
0,5	355
1,0	379

A cette remarque paraît se rattacher une curieuse expérience de Hittorf (2). L'appareil représenté figure 86 contient

Fig. 86.



deux électrodes de platine distantes seulement de 1^{mm} , tandis que le tube en spirale qui réunit les deux ballons a 375^{cm} de long. A très basse pression, l'étincelle suit pourtant le trajet long et sinueux du tube de préférence au trajet direct.

(1) Voir ci-dessus, p. 326.

(2) HITTORF, *Wied. Ann.*, t. XXI, 1884, p. 96.

POTENTIEL MINIMUM D'ÉTINCELLE. — Puisque, d'après la loi de Paschen, le potentiel explosif ne dépend que du produit de la longueur de l'étincelle par la pression, la valeur minimum de ce potentiel doit être indépendante de la distance des électrodes. Par exemple, dans les expériences de M. Carr sur l'air, les valeurs minima observées sont les suivantes :

Longueur d'étincelle en centimètres.	Potentiel minimum en volts.	Pression correspondante en centimètres.
0,1	349	0,498
0,2	351	0,271
0,3	356	0,189
0,5	349	0,134
1,0	348	0,0679
	Moyenne... 351	

Voici les valeurs de ces potentiels minimum pour divers gaz :

Gaz.	Potentiel minimum.	Observateur.
Air.....	341	Strutt ⁽¹⁾
Azote.....	251	Id.
Oxygène.....	455	Carr
Hydrogène.....	{ 302-308 278	Strutt Carr
Acide carbonique....	419	Id.
Acide sulfureux....	457	Id.
Protoxyde d'azote...	418	Id.
Acide sulfhydrique..	414	Id.
Acétylène.....	468	Id.
Hélium.....	261	Strutt

CAS DES TRÈS PETITES ÉTINCELLES. — Cependant, M. Earhart ⁽²⁾ a observé que, quand la distance explosive descend au-dessous de $3 \cdot 10^{-4}$ centimètres, la différence de potentiel minimum commence à décroître. Avec l'air, elle n'est plus que de 32 volts pour une distance de $3 \cdot 10^{-5}$ centimètres.

⁽¹⁾ STRUTT, *Phil. Trans.*, t. CXCI, 1900, p. 377.

⁽²⁾ EARHART, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. I, 1901, p. 147.

COHÉSION DIÉLECTRIQUE D'APRÈS LES POTENTIELS EXPLOSIFS. —

Pour comparer les valeurs de la cohésion diélectrique, telles qu'on les déduit des expériences de M. Bouty, avec celles qui sont indiquées par l'étude des potentiels explosifs, on peut faire usage d'expériences très étendues de M. Baille (1). Ce physicien a étudié les variations du potentiel explosif P entre deux électrodes, l'une plane, l'autre légèrement courbée, quand on fait varier de 0^{cm}, 2 à 1^{cm} la longueur de l'étincelle à la pression atmosphérique. Ces expériences sont représentées par la formule

$$(1) \quad P = 102,49 \sqrt{l(l + 0,08)},$$

dans laquelle les potentiels sont évalués en unités électrostatiques C.G.S., les longueurs l en centimètres. En extrapolant pour une longueur l infinie, c'est-à-dire en considérant l'asymptote à la courbe (1), on a

$$(2) \quad P = 4,1 + 102,49 l;$$

ou, en exprimant les potentiels en volts,

$$(3) \quad P = 1230 + 30747 l.$$

La cohésion diélectrique doit s'obtenir en divisant par 76 le coefficient de l ,

$$\frac{30747}{76} = 404,5.$$

Les expériences de M. Bouty (2) ont donné 419. La différence atteint seulement 3,5 pour 100.

On peut encore utiliser des expériences de M. Max Wolf (3), réalisées entre 1 et 5 atmosphères, quoique avec une distance explosive de 1^{mm} seulement. En exprimant les pressions en atmosphères, les potentiels en unités électrostatiques C.G.S., M. Wolf trouve

$$(4) \quad P = 39 + 107 p.$$

(1) BAILLE, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 5^e série, t. XXV, 1882, p. 486.

(2) Voir ci-dessus, p. 315.

(3) M. WOLF, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 306.

Pour obtenir la cohésion diélectrique, il faut multiplier le coefficient de p dans la formule (4) par $\frac{300}{76}$. On obtient ainsi

$$107 \frac{300}{76} = 422,3,$$

nombre presque identique à celui de M. Bouty.

Pour les gaz autres que l'air, les expériences, faites en vase clos, comportent des causes d'erreur importantes. Les divers expérimentateurs sont arrivés à des résultats notablement discordants. Si l'on prend pour unité le coefficient du terme proportionnel à la pression, relatif à l'air et à une distance d'électrodes égale à 1^{mm}, MM. Orgler (1) et Wolf trouvent les résultats suivants :

Gaz.	Orgler.	Wolf.
Air.....	1,000	1,000
Acide carbonique.....	0,888	0,96
Hydrogène.....	0,563	0,61

tandis que, d'après M. Bouty, on devrait trouver 0,998 pour l'acide carbonique et 0,489 pour l'hydrogène.

INFLUENCE DE LA NATURE DES ÉLECTRODES. — Tous les expérimentateurs qui se sont occupés des potentiels explosifs sont d'accord pour reconnaître que, si l'on excepte l'aluminium et le magnésium, la nature des électrodes est sans influence bien marquée. M. Carr a pu remplacer des électrodes de laiton par des électrodes de zinc, sans trouver aucune différence appréciable, pour une distance d'électrodes et pour une pression quelconques.

Il est plus difficile de comparer l'influence des électrodes métalliques à celle des parois diélectriques; toutes les expériences précises que l'on possède pour les électrodes métalliques se rapportent à des distances explosives au plus égales à 1^{cm}, tandis que les expériences de M. Bouty se rapportent à des épaisseurs de couche gazeuse d'au moins 3^{cm}.

(1) ORGLER, *Drude's Ann.*, t. I, 1900, p. 159.

Nous savons qu'aux très basses pressions l'influence de la couche gazeuse adhérente au diélectrique n'est pas douteuse. Nous verrons bientôt quelles raisons on a de croire qu'avec des électrodes métalliques la même influence se fait sentir. Elle doit être encore plus considérable.

RETARD DE LA DÉCHARGE. — Plusieurs expérimentateurs ont observé que, quand on maintient entre les électrodes une différence de potentiel voisine du potentiel explosif, la décharge ne se produit pas toujours immédiatement. Parfois le retard peut atteindre plusieurs minutes.

Dans les expériences de M. Bouty, ces retards disparaissent complètement, tout au moins aux pressions supérieures à quelques millimètres, si l'on a pris toutes les précautions pour se mettre à l'abri des charges résiduelles que le diélectrique pourrait posséder.

POTENTIELS EXPLOSIFS STATIQUE ET DYNAMIQUE. — D'après M. Jauman (¹), le potentiel explosif serait différent suivant que l'étincelle résulte d'une variation lente du potentiel (par exemple quand on fait usage d'une machine électrostatique), ou qu'elle est produite par une bobine d'induction, c'est-à-dire qu'elle correspond à un potentiel rapidement variable.

M. Swyngedauw (²) a établi qu'il s'agit là d'un effet secondaire et qu'on le fait toujours disparaître en mettant le micromètre à étincelles parfaitement à l'abri de l'action des aigrettes qui peuvent se produire en quelque autre point du circuit. On sait que la lumière ultra-violette de l'étincelle est très efficace pour ioniser l'air au voisinage d'une électrode métallique négative et faciliter ainsi les décharges.

CONSTITUTION DE L'ÉTINCELLE. EXPÉRIENCES DE MM. SCHUSTER ET HEMSALECH. — Nous savons qu'une étincelle peut être continue ou oscillante, suivant la constitution du circuit de dé-

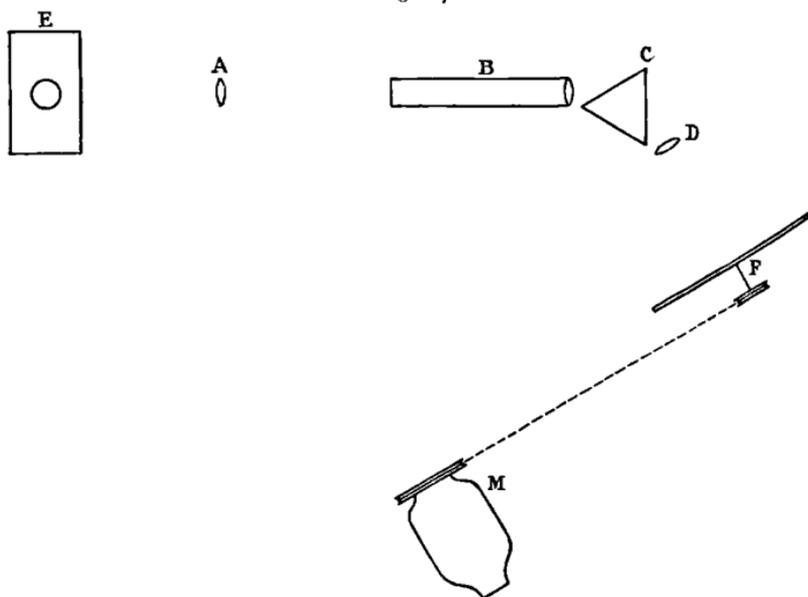
(¹) JAUMANN, *Sitzber. der Wiener Akad.*, t. XCVII, 1888, p. 765.

(²) SWYNGEDAUF, Thèse de doctorat, Paris, 1897.

charge (résistance, capacité, self-induction) (1). Nous savons aussi que le spectre de l'étincelle contient, outre les raies du gaz dans lequel passe la décharge, les raies du métal dont sont formées les électrodes, ce qui prouve que la vapeur du métal est entraînée. Dans les tubes de Plucker employés en analyse spectrale, les raies du gaz apparaissent seules dans la partie moyenne, effilée, du tube, tandis que les raies du métal sont très apparentes aux deux extrémités, au voisinage immédiat des électrodes métalliques.

On doit à MM. Schuster et Hemsalech (2) de remarquables expériences sur la constitution de l'étincelle oscillante. La méthode qu'ils ont employée consiste essentiellement à recevoir l'image de l'étincelle, directe ou décomposée par un

Fig. 87.



appareil spectroscopique, sur une pellicule photographique animée d'un mouvement extrêmement rapide. A cet effet, la

(1) Voir t. IV, 3^e fasc. p. 201.

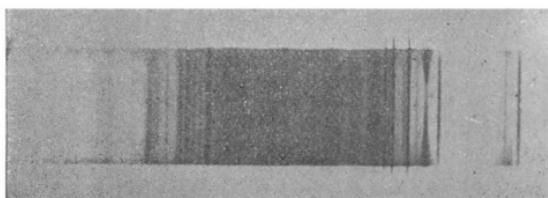
(2) SCHUSTER et HEMSALECH, *Phil. Trans.*, t. CXCVIII, 1899, p. 189; HEMSALECH, *Recherches sur les spectres d'étincelles*, Thèse de doctorat, Paris, 1901 (*Journal de Physique*, 4^e série, t. I, p. 76).

pellicule est fixée sur un disque d'acier auquel un moteur électrique communique un mouvement de rotation rapide pouvant atteindre 120 tours par seconde. La vitesse, dans la région périphérique seule utilisée, est de l'ordre de 100^m par seconde. La figure 87 représente la disposition de l'expérience pour la photographie des spectres. M est le moteur, F le disque, E la boîte dans laquelle se produit l'étincelle, A, B, C, D l'appareil spectral. La décharge était produite par six grandes bouteilles de Leyde dont la capacité totale était de $\frac{1}{30}$ de microfarad.

La vitesse des particules qui transportent la décharge se composant avec la vitesse propre de la pellicule, on observera des déplacements des raies spectrales. Ces raies affecteront, sur l'image, une forme courbe d'autant plus accusée que le déplacement des particules lumineuses sera plus rapide.

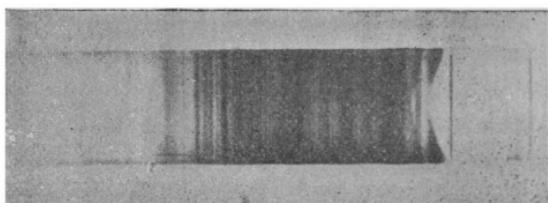
Les figures 88 et 89 représentent le spectre de l'étincelle

Fig. 88.



obtenue entre des électrodes de zinc : la figure 88 quand la pellicule est immobile, la figure 89 quand elle est animée

Fig. 89.



d'une vitesse de 100^m par seconde. Les raies du gaz restent droites. Les raies métalliques sont courbes et élargies. Il en

résulte que les vapeurs métalliques restent plus longtemps lumineuses que le gaz et qu'elles sont projetées des électrodes avec une vitesse mesurable.

Le Tableau suivant indique les vitesses moyennes pour des étincelles de 1^{cm} de long et pour un point situé dans l'étincelle à 2^{mm} d'une électrode. Les longueurs d'onde des raies métalliques sur lesquelles ont été effectuées les mesures sont évaluées en dix-millièmes de micron.

	λ.	Vitesse en mètres par seconde.
Aluminium	4512	1890 ^m
	4478	
	4446	
	3613	
	3602	
Zinc	4925	415
	4912	545
	4811	
	4722	
Cadmium	5379	435
	5339	556
	5086	
	4800	
	4416	
3613		
Bismuth.	5209	1420
	4561	533
	3696	
	4302	
	4260	
3793	394	

Le cas du bismuth est particulièrement curieux : certaines raies correspondent à des vitesses très grandes, d'autres raies du même métal à une vitesse trois à quatre fois plus faible. Le bismuth serait-il dissocié dans l'étincelle ?

On sait que l'étincelle oscillante des bobines d'induction se compose d'un trait lumineux central, entouré d'une auréole diffuse. Un courant d'air rapide dirigé sur l'étincelle est sans

action sur le trait de feu, tandis qu'il dévie sensiblement l'auréole.

On peut se demander quel est le rôle du gaz et celui de la vapeur métallique dans la production du trait de feu et de l'auréole.

Pour résoudre cette question, MM. Schuster et Hemsalech projettent sur une pellicule en mouvement l'image très fine d'une fente sur laquelle on produit l'image de l'étincelle, sans interposition d'appareil spectral.

Les oscillations deviennent alors très apparentes, et la comparaison de la photographie ainsi produite avec celle que l'on obtient en supprimant la fente montre clairement que les oscillations sont fournies par l'auréole seule.

Voici donc, en définitive, l'idée que l'on doit se faire des phénomènes.

Le trait lumineux non dévié correspond à la décharge initiale, qui passe, pour ainsi dire, exclusivement à travers le gaz. C'est pourquoi la différence de potentiel explosive est toujours si voisine de la différence de potentiel d'effluve, tout au moins pour les couches d'air épaisses.

La décharge primaire doit déjà arracher aux électrodes des gaz occlus et des parcelles métalliques qui se vaporisent et contribuent à former l'auréole. Par suite, une partie du travail consommé et de la différence de potentiel explosive, d'autant plus importantes, en valeur relative, que la couche gazeuse comprise entre les électrodes est plus mince, seront employées à désagréger l'électrode. On comprend donc que la différence de potentiel, mesurée par exemple par M. Carr, comprend deux termes : l'un appartenant proprement aux gaz, l'autre sous la dépendance des électrodes.

La vapeur métallique est sans doute très riche en ions. Elle est donc très conductrice. D'ailleurs, en vertu de la vitesse de projection que nous avons mesurée, cette vapeur occupe déjà une portion notable du trajet d'étincelle à l'instant où la différence de potentiel de sens contraire, consécutive du passage de l'étincelle primaire, atteint son maximum. Ce maximum est inférieur au potentiel explosif. La décharge secondaire ne peut donc se produire qu'à la faveur de la con-

ductivité meilleure de l'air et de la vapeur chargés d'ions. Une nouvelle quantité de vapeur est formée et projetée et ainsi de suite. Bientôt l'électricité passe exclusivement à travers de la vapeur métallique.

EFFET D'UNE SELF-INDUCTION. — L'introduction d'une self-induction dans le circuit de décharge affaiblit le trait initial, tandis que les oscillations deviennent plus leptes et plus nombreuses. A mesure que la self-induction augmente, on observe d'ailleurs que le spectre du gaz s'affaiblit, puis disparaît : le spectre du métal subsiste seul. Sans self-induction, la décharge est brusque et une grande partie de l'énergie est utilisée dans la décharge initiale. Avec la self, les phénomènes sont plus lents : la couche de gaz est déchirée par une faible décharge initiale et ne produit qu'une fort petite quantité de vapeur. La quantité et la température de la vapeur augmentent beaucoup par le passage des décharges secondaires successives, dont l'énergie est une part de plus en plus considérable de l'énergie totale.

PRESSION DANS L'ÉTINCELLE. EXPÉRIENCES DE TOPLER, DE WOOD ET DE HASCHKE ET MACHE. — On connaît la vieille expérience du mortier électrique, manifestant l'accroissement de pression dans un petit espace traversé par une puissante étincelle⁽¹⁾.

Mais l'existence de cette pression a été mise en évidence d'une façon beaucoup plus intéressante par Töpler⁽²⁾. A l'aide d'une illumination instantanée, ce savant est parvenu à étudier les propriétés optiques du champ, au voisinage immédiat de l'étincelle.

Voici en quoi consiste la méthode des stries (*Schlierenmethode*), dont l'origine remonte à Huyghens⁽³⁾, mais que nous décrirons ici sous la forme que lui a donnée Töpler.

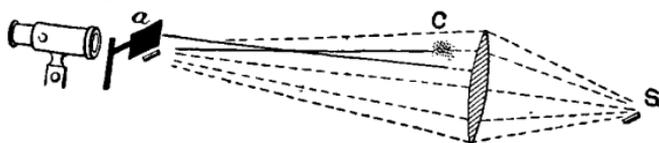
(1) Voir t. IV, 1^{er} fasc., p. 346.

(2) TÖPLER, *Pogg. Ann.*, t. CXXXI, 1867 p. 33 et 180; t. CXXXIV, 1868, p. 194.

(3) HUYGHENS, *Commentarij de formandis vitris ad telescopia* (voir RAVEAU, *Journal de Physique*, 4^e série, t. I, p. 115).

L'image d'une source lumineuse instantanée S, d'une étincelle par exemple, est produite par une bonne lentille à long foyer, et partiellement interceptée par un petit écran *a* (fig. 90) au voisinage immédiat duquel on place une lunette

Fig. 90.



accommodée pour l'infini. Le champ paraît faiblement et uniformément éclairé. Supposons maintenant que, dans une région C, l'air ne possède pas exactement la même densité qu'aux points voisins; les rayons lumineux passant en C seront déviés de leur marche géométrique ordinaire soit vers le haut, soit vers le bas; ils seront donc arrêtés par l'écran, en proportion plus ou moins forte que les rayons provenant des parties voisines. La région C paraîtra donc, dans le télescope, plus sombre ou plus claire que le reste. Ainsi les différences de densité de l'air aux divers points du champ seront rendues visibles. Si l'on remplace l'oculaire du télescope par une chambre noire, elles apparaîtront distinctement sur la photographie.

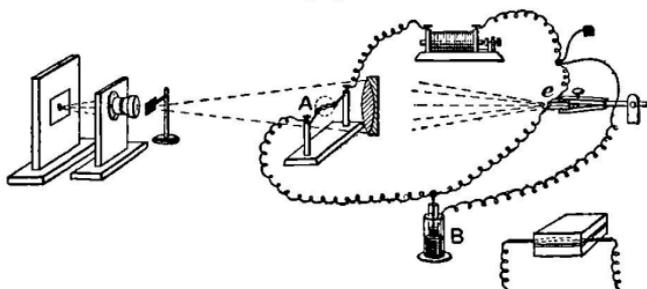
On pourra ainsi photographier une onde sonore, puisqu'une telle onde consiste essentiellement en une condensation, positive ou négative, de l'air, dans la région que l'onde traverse.

Voici comment M. Wood ⁽¹⁾ a mis en œuvre la méthode de Töpler. L'onde sonore est produite par la décharge d'une bobine d'induction entre deux boules de laiton A (fig. 91). Par l'intermédiaire de cette étincelle se charge une bouteille de Leyde B qui, à son tour, se décharge en E, produisant ainsi la lumière qui éclairera le champ. Entre les instants de la décharge en A productrice de l'onde et de l'étincelle éclair-

(1) Wood, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVIII, 1899, p. 218, et t. L, 1900, p. 148.

rante E s'écoule un petit intervalle que l'on peut faire varier à volonté, en modifiant les constantes du circuit. On peut

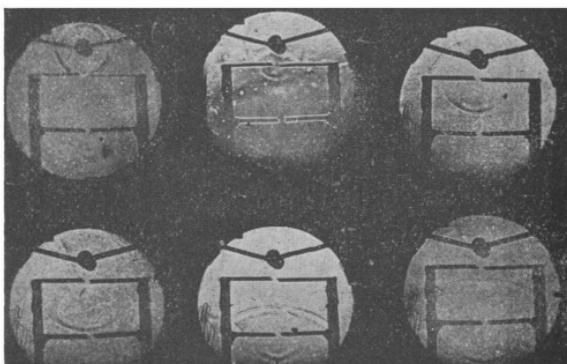
Fig. 91.



ainsi saisir l'onde à une distance quelconque de son origine.

M. Wood a publié un grand nombre de photographies de cette espèce, illustrant la production des caustiques, la réfraction par des prismes et des lentilles, la diffraction, etc. Par exemple, la figure 92 représente la formation des ondes

Fig. 92.



secondaires et tertiaires produites par de petites ouvertures. En *a* on voit l'onde directe abordant une première ouverture; en *b* et *c*, l'ensemble d'une onde réfléchi et d'une onde secondaire; en *d*, l'onde secondaire abordant une deuxième ouverture; enfin, en *e* et *f*, des ondes secondaires réfléchies et des ondes tertiaires.

On doit à MM. Haschek et Mache ⁽¹⁾ quelques évaluations de la pression développée par une étincelle.

Admettons que l'étincelle se produit au centre d'un ballon de rayon R et que l'étincelle elle-même, photographiée directement, possède un rayon ρ . La force vive de l'onde entière étant supposée invariable, la condensation, ou encore la pression dans l'onde condensante, varie en raison inverse du carré du rayon de l'onde. Par suite, la pression P développée par l'étincelle sera plus grande que la pression P', mesurée sur un manomètre en relation avec le ballon, dans le rapport $\frac{R^2}{\rho^2}$.

Les auteurs ont employé, non une étincelle unique, mais un courant d'étincelles de 3^{mm} de long, produites par un transformateur de 5200 volts fonctionnant à une fréquence de 80 par seconde. Les étincelles ne passaient que pendant le temps strictement nécessaire à l'observation du manomètre. On a trouvé que la pression dépend largement de la nature des électrodes : elle est, par exemple, évaluée à 124, 79, 64, 44 ou 33 atmosphères dans l'air à la pression atmosphérique suivant que les électrodes sont de carbone, de fer, de laiton, de zinc ou de cuivre. Cette pression diminue rapidement avec la pression initiale du gaz; pour une pression de 96^{mm} de mercure et des électrodes de laiton, elle n'était plus que de 1 atmosphère.

Il est clair que, dans ces expériences, l'étincelle est presque exclusivement transmise par la vapeur métallique, conformément aux résultats de MM. Schuster et Hemsalech.

Dans ses expériences sur l'effluve, M. Bouty n'a jamais pu constater d'accroissement mesurable de la pression, même en mettant les plateaux du condensateur, entre lesquels est placé le ballon à effluve, en communication avec le secondaire d'une bobine de Ruhmkorff de grandeur moyenne. Ici, en effet, l'énergie mise en jeu est incomparablement plus faible que dans un courant d'étincelles, même très médiocres.

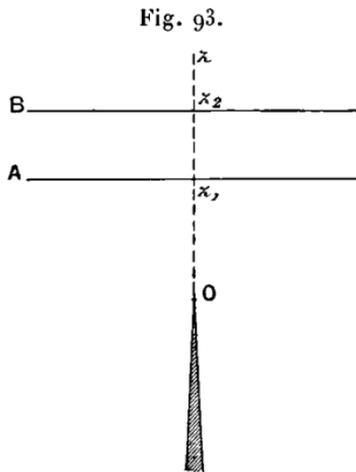
(1) HASCHÉK et MACHE, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, 1899, p. 740.

DÉCHARGE PAR UNE POINTE. MESURE DE LA VITESSE DES IONS ÉMIS.

— Un cas intéressant de la décharge disruptive est celui où elle se produit entre une pointe et un plan plus ou moins éloigné, perpendiculaire à l'axe de la pointe, et que nous pouvons, au besoin, supposer à l'infini ⁽¹⁾.

Dans ce cas, on n'observe de luminosité qu'au voisinage de la pointe, et le courant est transporté par des ions d'un seul signe. L'air n'est donc pas rendu conducteur au voisinage de la pointe. *Un corps conducteur ou isolant placé dans la région du vent électrique ne perd sa charge que si elle est de signe contraire à celle que transportent les ions* ⁽²⁾.

M. Chattock ⁽³⁾ mesure la vitesse de ces ions en se fondant sur les considérations suivantes. Soit O une pointe (*fig. 93*).



Nous nous proposons de trouver la force résultante à laquelle sont soumis les ions compris entre deux plans A et B, normaux à la pointe et dont les distances à son extrémité sont z_1

⁽¹⁾ Pour l'ensemble des phénomènes relatifs à la décharge par les pointes, voir t. IV, 1^{er} fasc., p. 329-334.

⁽²⁾ O. LEHMAN, *Drude's Ann.*, t. VI, 1901, p. 661; *Journal de Physique*, 4^e série, t. I, p. 326.

⁽³⁾ CHATTOCK, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVIII, 1899, p. 401. — CHATTOCK, WALKER et DIXON, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. I, 1901, p. 79.

et z_2 . Soit Z la composante normale du champ électrique en un point où la densité électrique est ρ . La force à calculer est

$$(1) \quad \mathbf{F} = \iiint Z\rho \, dx \, dy \, dz.$$

Soit u la vitesse des ions considérés sous l'action d'un champ égal à 1, w leur vitesse effective dans la direction Oz

$$(2) \quad w = Zu,$$

$$(3) \quad \mathbf{F} = \frac{1}{u} \iiint w\rho \, dx \, dy \, dz.$$

Remarquons que

$$\iint w\rho \, dx \, dy$$

est la quantité totale d'électricité qui traverse, dans l'unité de temps, un plan quelconque normal à la pointe. C'est une constante égale à l'intensité i du courant total issu de la pointe.

On a donc

$$(4) \quad \mathbf{F} = \frac{i}{u} \int dz = \frac{i}{u} (z_2 - z_1).$$

En vertu des chocs des ions contre les molécules neutres, la masse totale de gaz comprise entre les plans A et B est entraînée dans la direction de la force \mathbf{F} . Cette force est donc égale à la différence des pressions sur les deux faces de la courbe AB

$$(5) \quad \mathbf{F} = P_1 - P_2.$$

De (4) et (5) on tire

$$(6) \quad u = i \frac{z_2 - z_1}{P_2 - P_1}.$$

Cette formule ramène la mesure de la vitesse des ions à une mesure d'intensité de courant et à une mesure de pression.

M. Chattock a ainsi trouvé des vitesses respectivement de $1^{\text{cm}},8$ et de $1^{\text{cm}},3$ par seconde, suivant que la pointe est négative ou positive. Ces vitesses sont très voisines de celles que l'on mesure dans le cas de l'ionisation par les rayons de Röntgen.

M. Townsend (1) a d'ailleurs prouvé que les ions émanés d'une pointe entraînent les mêmes charges que tous les autres ions. Ils sont donc identiques aux ions des gaz soumis à l'action des rayons X.

MESURE DU POTENTIEL MINIMUM. — M. Röntgen (2) a observé que, pour produire la décharge par une pointe, il faut employer, entre cette pointe et un plan normal formant la deuxième électrode, une différence de potentiel minimum qui dépend à la fois de la finesse de la pointe, de la pression et de la nature du gaz, enfin du signe de l'électrisation de la pointe.

Elle est toujours moindre pour une pointe négative que pour une pointe positive. Elle est indépendante de la distance du plan à la pointe.

Quand la pression s'abaisse, à partir de la pression atmosphérique, le minimum décroît très lentement d'abord, puis d'une manière plus rapide, mais ses valeurs conservent un rapport invariable quand on change le signe de l'électrisation.

M. Warburg (3) a montré que le courant produit, quand la différence de potentiel est supérieure au minimum, décroît suivant une loi très rapide à mesure que le plan s'éloigne de la pointe. Le courant est toujours moindre quand la pointe est positive, ce qui doit être, puisque les ions positifs sont les plus lents. Enfin le courant croît à peu près en raison inverse de la pression, aux pressions élevées, et en raison inverse du carré de la pression quand celle-ci est suffisamment basse.

(1) TOWNSEND, *Phil. Trans. A.*, 1900, t. CXCIV, p. 259.

(2) RÖNTGEN, *Göttingen Nach.*, 1878, p. 390.

(3) WARBURG, *Wied. Ann.*, t. LVII, 1899, p. 69.

D'après le même auteur, si l'on désigne par M le potentiel minimum, par V la différence de potentiel effectivement employée, l'intensité du courant est proportionnelle au produit $V(V - M)$.

En substituant à la pointe un fil fin, placé dans l'axe d'un cylindre concentrique, M. Bichat ⁽¹⁾ a obtenu un courant à peu près proportionnel à $V^2 - M^2$.

M. Warburg ⁽²⁾ a trouvé que de très faibles traces d'oxygène dans des gaz tels que l'hydrogène ou l'azote, à peu près sans effet quand la pointe est positive, suffisent à produire, quand elle est négative, une diminution du courant dans un rapport qui peut atteindre jusqu'à $\frac{1}{50}$.

VENT ÉLECTRIQUE. — Dès que les ions échappés d'une pointe ont atteint leur vitesse normale, proportionnelle au champ électrique, la force qui agit sur eux entraîne l'air ambiant, ce qui donne lieu au vent électrique.

M. Arrhenius ⁽³⁾ a mesuré la réaction exercée sur la pointe; il trouve que, pour une intensité constante du courant et dans le cas de la pointe positive, cette réaction est proportionnelle à la pression du gaz et à la racine carrée de la densité.

Quand la pointe est négative, la réaction, à courant égal, est beaucoup moindre. Dans l'air à la pression de 70^{cm} , elle est 1,9 fois plus faible et, à la pression de 5^{cm} , 1, 15 fois plus faible.

La réaction sur la pointe est nécessairement égale à la force exercée par la pointe sur l'air, force dont nous avons déjà calculé la valeur. Si nous faisons coïncider l'un des plans extrêmes A et B (*fig.* 101) avec l'extrémité de la pointe, l'autre avec l'électrode plane, on a donc

$$F = \frac{i}{u} (z_2 - z_1).$$

⁽¹⁾ Voir t. IV, 1^{er} fasc., p. 332.

⁽²⁾ WARBURG, *Drude's Ann.*, t. II, 1900, p. 255.

⁽³⁾ ARRHENIUS, *Wied. Ann.*, t. LXIII, 1897, p. 305.

La vitesse u de l'ion, qui se confond avec la vitesse du gaz entraîné, est en raison inverse de la masse, c'est-à-dire de la pression et par conséquent F est proportionnel à la pression, ce qui est bien d'accord avec l'expérience de M. Arrhenius dans le cas où la pointe est positive. On sait d'ailleurs que les vitesses des ions sont grossièrement en raison inverse de la racine carrée de la densité des gaz qui leur donnent naissance et, par conséquent, F doit être à peu près proportionnel à la racine carrée de la densité, ce qui est encore conforme à l'observation d'Arrhenius. .

Mais le rapport dans lequel varie la force quand la pointe devient négative est beaucoup plus grand que ne le ferait prévoir le rapport des vitesses des ions de signe contraire. Cela tient sans doute à ce que la vitesse du corpuscule négatif, au voisinage immédiat de la pointe et avant qu'il ne se charge de molécules neutres, est très supérieure à la vitesse finale de l'ion négatif auquel il donne naissance.



CHAPITRE XVI.

THÉORIE DE LA DÉCHARGE DANS LES GAZ RARÉFIÉS.

Généralités. — Aspect général de la décharge dans les tubes à gaz raréfiés. — Variation du champ sur le trajet de la décharge. — Champ au voisinage de la cathode. — Espace sombre de Crookes et auréole négative. — Espace sombre de Faraday. — Colonne positive. — Chute de potentiel anodique. — Effet d'un étranglement. — Distribution des températures le long de la décharge. — Action du champ magnétique sur les différentes parties de la décharge. — Désagrégation de la cathode.

Théorie de la décharge. — Principe de la théorie de J.-J. Thomson. — Explication de l'apparence générale de la décharge dans les gaz raréfiés. — Explication de l'effet des étranglements. — Effet de la pression. — Effet de la température. — Spectre de lignes et spectre de bandes. — Action du champ magnétique.

GÉNÉRALITÉS. — Les phénomènes de la décharge disruptive manifestent, au premier abord, une complication extraordinaire. Jusqu'à ces dernières années, les nombreux physiciens qui se sont livrés aux recherches les plus minutieuses et les plus délicates sur ce sujet difficile n'avaient abouti qu'à juxtaposer de curieuses observations, dont nous avons résumé quelques-unes au cours de cet Ouvrage (1). Aucun lien théorique, même fort lâche, ne rattachait entre eux ces faits épars.

Les découvertes récentes qui ont conduit à formuler la théorie des ions ont aussi donné lieu à la création d'une théorie de la décharge. Elle permet déjà de réunir et d'inter-

(1) Voir t. IV, 1^{er} fasc., p. 338 à 356 et 3^e fasc., p. 257 à 275.

préter, qualitativement tout au moins, un grand nombre de phénomènes relatifs, principalement, au passage de la décharge dans les gaz raréfiés.

Nous savons déjà que, dans un tube à électrodes contenant un gaz, l'aspect de la décharge varie beaucoup avec la pression. Tandis qu'au voisinage de la pression atmosphérique l'étincelle est constituée par un trait mince en zigzag d'un éclat éblouissant, quand la pression baisse suffisamment la décharge s'étale peu à peu jusqu'à remplir presque exactement la section du tube dans sa partie centrale. En même temps, elle se sépare dans le sens de la longueur en régions nettement distinctes. A une pression variable suivant la nature du gaz, le phénomène présente son maximum de beauté et d'éclat : c'est la pression réalisée dans les tubes à vide ordinaires, connus sous le nom de tubes de Geissler (2^{mm} à 3^{mm} pour l'air). A des pressions moindres encore, la luminosité du gaz diminue et finit par devenir très faible. En même temps apparaît et se développe la fluorescence des parois dans la région opposée à la cathode. On a alors le vide de Crookes et les divers effets des rayons cathodiques ⁽¹⁾ (pressions de quelques centièmes ou de quelques millièmes de millimètre).

ASPECT GÉNÉRAL DE LA DÉCHARGE DANS LES GAZ RARÉFIÉS. — Nous nous occuperons spécialement, dans ce Chapitre, des phénomènes offerts par les tubes de Geissler. -

Partons de la cathode. Celle-ci est enveloppée d'une couche lumineuse extrêmement mince, suivie d'une région relativement sombre, que nous appellerons *espace sombre de Crookes*. Cet espace, dont l'épaisseur croît à mesure que la pression diminue, et aussi à mesure que l'intensité du courant augmente, est à peu près limité par la surface obtenue en menant à la cathode des normales d'égale longueur.

Au delà de l'espace sombre de Crookes, on distingue une région lumineuse nommée *auréole négative*, puis un espace complètement obscur (*espace obscur de Faraday*) et, enfin,

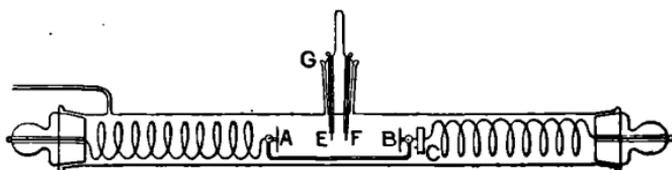
(1) Voir t. IV, 1^{er} fasc., p. 341 à 345 et 2^e Supplément, p. 165 à 181.

une colonne lumineuse qui s'étend jusqu'à l'anode. C'est la *colonne positive*. Tantôt cette colonne est continue, tantôt et surtout dans les tubes longs et aux pressions de l'ordre de quelques millimètres ou dixièmes de millimètre de mercure elle se subdivise en une série de stratifications alternativement brillantes et obscures, sensiblement équidistantes et qui semblent animées d'un mouvement d'oscillation. L'épaisseur des strates est d'autant plus grande que le tube est plus large.

Dans les tubes suffisamment longs, presque tout l'espace est occupé par la lumière positive ou par les stries : les autres régions (auréole, espaces obscurs de Faraday et de Crookes) ne varient pas sensiblement d'étendue avec la longueur du tube. Ainsi, dans un tube de 15^m employé par M. J.-J. Thomson⁽¹⁾, la lumière positive occupait tout, à l'exclusion des 2^{cm} ou 3^{cm} les plus voisins de la cathode.

VARIATION DU CHAMP SUR LE TRAJET DE LA DÉCHARGE. — On peut alimenter un tube de Geissler par une batterie d'un grand nombre de petits accumulateurs. Le circuit est parcouru par un courant continu qui se ferme à travers le gaz. Nous savons en effet que, d'une manière générale, les propriétés de la décharge disruptive sont celles d'un courant. Il reste à savoir comment la chute de potentiel totale, d'une

Fig. 94.



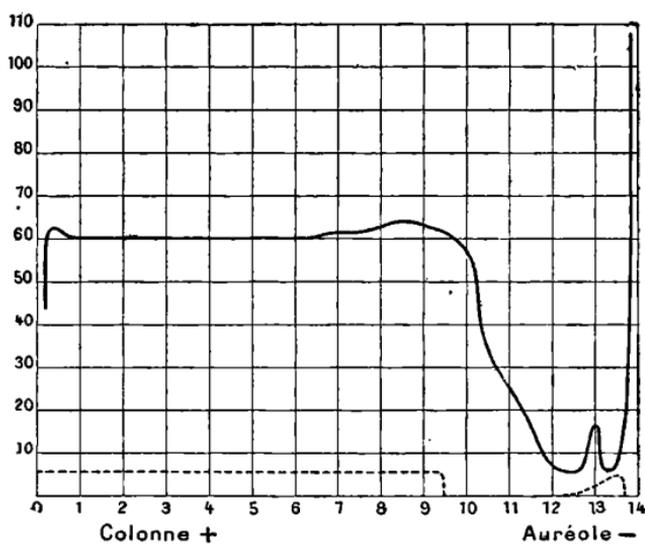
électrode à l'autre, se répartit entre les diverses régions que leur aspect différencie si nettement.

Voici, par exemple, la méthode mise en œuvre par M. Wil-

(¹) J.-J. THOMSON, *Conduction of electricity through gases*, p. 434. Cambridge, 1903.

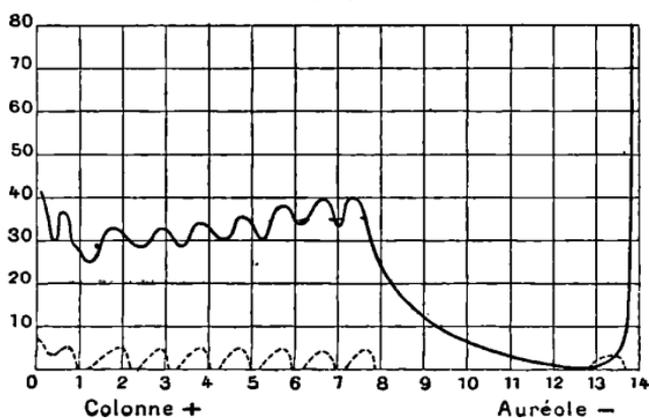
son ⁽¹⁾. Les deux électrodes sont constituées par deux disques d'aluminium (A et B, *fig.* 94), reliés par un mince tube de

Fig. 95.



verre. Deux ressorts à boudin, reliés aux électrodes extérieures, amènent le courant. Tout le système peut être

Fig. 96.



déplacé le long du tube par le moyen d'une petite masse de

(¹) H.-A. WILSON, *Phil. Mag.*, t. XLIX, 1900, p. 505.

fer doux C que l'on soumet à l'action d'un aimant. Deux électrodes parasites E et F, séparées par une distance d'environ 1^{mm}, et fixes sur le tube, peuvent être ainsi amenées dans une région quelconque de la décharge. On mesurera la différence de potentiel entre ces deux électrodes, proportionnelle au champ X qui règne dans la région considérée.

Dans les figures suivantes (95 et 96), empruntées à M. J.-J. Thomson, les courbes en traits pleins représentent la distribution du champ le long de la décharge (1). On a pris pour abscisses les distances à l'anode et pour ordonnées les valeurs expérimentales du champ. Le champ est très intense dans l'espace sombre de Crookes; il est, au contraire, très peu dans l'auréole. Il croît ensuite rapidement jusqu'à la région de la colonne positive où il se maintient sensiblement constant s'il n'y a pas de stratifications, tandis qu'il oscille plus ou moins le long des stratifications, s'il y en a; mais il est toujours beaucoup moins énergique dans la colonne positive qu'au voisinage immédiat de la cathode. La partie brillante d'une strate correspond à un maximum, la partie sombre à un minimum du champ. A l'anode même, on constate une variation brusque de potentiel (*chute de potentiel anodique*).

Si l'on désigne par X le champ, par x une coordonnée dans le sens du courant, on a

$$-\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{dX}{dx} = 4\pi\rho,$$

ρ représentant la densité des charges électriques au point considéré. Là où le champ est constant, dans la lumière positive, la densité électrique est nulle : s'il y a des ions libres, les ions positifs et négatifs doivent être en nombre égal. Là où le champ croît, la densité électrique est positive, les ions positifs doivent dominer : c'est l'inverse dans les régions où le champ décroît.

Il est maintenant indispensable d'étudier d'un peu plus près chacune des régions que nous avons signalées sommairement.

(1) Les courbes en pointillé se rapportent aux intensités lumineuses.

CHAMP AU VOISINAGE DE LA CATHODE. — Tant que le courant est assez faible pour que l'aurole n'enveloppe pas entièrement la cathode, la chute de potentiel cathodique totale est indépendante de l'intensité du courant. M. Warburg ⁽¹⁾ a montré qu'elle est indépendante de la pression du gaz et de la matière dont sont formées les électrodes, en exceptant, toutefois, les électrodes de magnésium et d'aluminium auxquelles correspond une chute de potentiel plus petite.

Hittorf ⁽²⁾ a découvert que la chute de potentiel cathodique diminue beaucoup quand on porte la cathode à la température du rouge.

De simples traces d'impuretés (oxygène ou vapeur d'eau, par exemple), peuvent, d'après Warburg ⁽³⁾, provoquer des variations très considérables de la chute de potentiel cathodique.

Le Tableau suivant indique l'ordre de grandeur de cette chute. On voit qu'elle s'écarte généralement assez peu de 300 volts et qu'elle paraît se confondre avec la différence de potentiel minimum nécessaire pour produire une étincelle.

Gaz.	Chute de potentiel cathodique :			Différence de potentiel minimum pour l'étincelle.	
	Électrode de platine.			Électrode d'aluminium.	
	Warburg.	Capstick ⁽⁴⁾ .	Strutt ⁽⁵⁾ .	Warburg.	Strutt.
Air.....	340-350	»	»	»	341
Hydrogène.....	environ 300	298	»	168	302 à 308
Oxygène.....	»	369	»	»	»
Azote.....	} (s'il est pur)	230	232	»	251
Vapeur de mercure...		340	»	»	»
Hélium.....	»	»	226	»	261 à 306
Vapeur d'eau.....	»	469	»	»	»
Ammoniaque.....	»	582	»	»	»

⁽¹⁾ WARBURG, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 525; t. XL, 1890, p. 1.

⁽²⁾ HITTORF, *Wied. Ann.*, t. XXI, 1884, p. 133.

⁽³⁾ WARBURG, *loc. cit.*

⁽⁴⁾ CAPSTICK, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIII, 1898, p. 356.

⁽⁵⁾ STRUTT, *Phil. Trans.*, t. CXCIH, 1900, p. 377.

Il y a lieu de noter que la chute de potentiel cathodique semble manifester une propriété additive dans le cas de la vapeur d'eau et de l'ammoniaque (1); on pourrait donc considérer ces corps comme dissociés au voisinage de la cathode. Mais, tandis que le courant est certainement continu quand on fait usage de gaz comme l'hydrogène ou l'air, il offre des intermittences avec la vapeur d'eau ou l'ammoniaque; il semble alors impossible de réduire au silence un téléphone placé dans le circuit.

ESPACE SOMBRE DE CROOKES ET AURÉOLE NÉGATIVE. — La plus grande part de la chute de potentiel cathodique a lieu dans la région avoisinant immédiatement la cathode, mais cette chute est encore sensible dans l'espace sombre.

L'épaisseur de l'espace sombre de Crookes croît, quand la pression décroît, moins rapidement que le chemin moyen d'une molécule.

Si l'on se borne à considérer des tubes assez larges (ou des pressions du gaz assez élevées) pour que l'influence exercée par les parois sur l'espace sombre soit négligeable, on peut, d'après J.-J. Thomson (2), représenter l'épaisseur d de cet espace par les formules

$$d = a + \frac{b}{p} = a + \beta\lambda,$$

dans lesquelles p est la pression, λ le chemin moyen d'une molécule; a , b , β des constantes spécifiques du gaz.

Le Tableau suivant, dressé d'après les expériences d'Ebert (3), permettra de se rendre compte des dimensions ordinaires de l'espace sombre de Crookes :

		<i>Air.</i>					
p (en millimètres)	2,06	1,24	0,61	0,47	0,27	0,19	
d (en millimètres)	1,2	1,8	2,4	3,1	4,6	7,00	

(1) $298 + \frac{369}{2} = 482,5$ au lieu de 469; $\frac{232}{2} + \frac{3}{2} 298 = 563$ au lieu de 582.

(2) J.-J. THOMSON, *Conduction of electricity through gases*, p. 449.

(3) EBERT, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 200, 372.

Hydrogène.

p (en millimètres).....	3,05	2,04	1,37	0,95	0,72
d (en millimètres).....	1,5	2,0	2,8	4,0	5,0

ESPACE SOMBRE DE FARADAY. — Cet espace est d'autant plus large que le courant est plus intense. La colonne positive qui le suit est restreinte en conséquence et, pour des courants très forts, peut se réduire à une petite étendue voisine de l'anode.

Le champ électrique croît rapidement dans cet espace sombre et encore un peu au delà dans la partie de la colonne positive la plus éloignée de l'anode (1).

COLONNE POSITIVE. — Quand la colonne positive ne se divise pas en stries, le champ est sensiblement constant dans toute son étendue. Sa valeur ou, si l'on préfère, le gradient de potentiel $X = -\frac{dV}{dx}$ est, en général, d'autant moindre que le diamètre du tube est plus grand.

Ce gradient croît proportionnellement à l'intensité du courant (2); il croît aussi linéairement avec la pression (3), d'après la formule

$$X = a + bp.$$

Quand la colonne positive est stratifiée, les variations de luminosité sont corrélatives de variations dans l'intensité du champ; le gradient de potentiel croît et décroît en même temps que la luminosité.

La distance entre les stries croît avec le diamètre du tube, mais n'est jamais supérieure à son diamètre. Elle varie en sens inverse de la pression, plus lentement que celle-ci, et change assez peu avec la nature du gaz. La strie la plus voisine de l'anode apparaît la première quand on abaisse la

(1) SKINNER, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. L, 1900, p. 563.

(2) HERZ, *Wied. Ann.*, t. LIV, 1895, p. 244.

(3) H.-A. WILSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1902, p. 249, 391.

pression; elle est un peu plus longue et un peu plus brillante que les autres.

CHUTE DE POTENTIEL ANODIQUE. — Il y a une différence de potentiel finie entre l'anode et un point pris dans le gaz à très peu de distance de celle-ci. Cette chute de potentiel ⁽¹⁾ est indépendante de l'intensité du courant, croît faiblement avec la pression et se trouve plus grande pour des électrodes d'aluminium ou de magnésium, électrodes avec lesquelles la chute de potentiel cathodique est, au contraire, minimum. La chute anodique, bien moindre en valeur absolue, est, d'ailleurs, beaucoup plus abrupte que la chute cathodique.

EFFET D'UN ÉTRANGLEMENT. — M. Goldstein ⁽²⁾ a prouvé qu'un étranglement, présenté par un tube à décharge, jouit de propriétés analogues à celles d'une cathode, c'est-à-dire que l'étranglement est suivi d'un espace sombre de Crookes, d'une lueur anodique et d'un espace sombre de Faraday, ces régions se comportant, sous l'influence d'un champ magnétique, comme le font les régions correspondantes produites par une cathode métallique.

DISTRIBUTION DES TEMPÉRATURES LE LONG DE LA DÉCHARGE. — Des expériences très soignées ont été réalisées sur ce sujet, par M. Wood ⁽³⁾, à l'aide d'un bolomètre. Il a trouvé que, dans la colonne positive non striée, la température est uniforme. Elle diminue dans l'espace sombre de Faraday jusqu'à un minimum correspondant à la face anodique de l'aurole, puis croît rapidement à travers l'espace sombre de Crookes jusque vers la cathode.

Dans la décharge stratifiée, la température est plus haute sur les portions lumineuses que sur les portions obscures. Jamais le bolomètre n'a indiqué de températures supérieures à 100°.

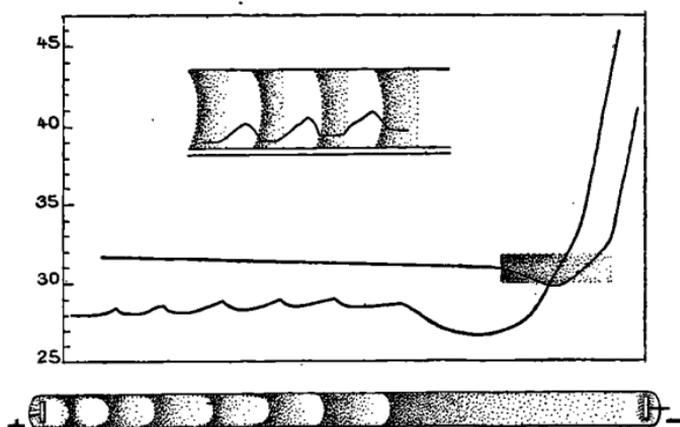
(1) SKINNER, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, 1899, p. 752.

(2) GOLDSTEIN, *Wied. Ann.*, t. XI, 1880, p. 832.

(3) WOOD, *Wied. Ann.*, t. LIX, 1896, p. 238.

Les deux courbes de la figure 97 représentent la distribution des températures dans la décharge non stratifiée et stratifiée. Ces courbes sont très analogues à celles qui se

Fig. 97.



rapportent à l'intensité du champ (*fig. 95 et 96*). On peut donc affirmer que, tout au moins à titre d'approximation, dans les tubes de Geissler, *la plus grande partie de l'énergie dépensée apparaît sur place* (ou dans des régions tout à fait voisines) *sous forme de chaleur*.

La luminosité est moins intimement liée à la dépense d'énergie, puisque l'espace sombre de Crookes, dans lequel une grande quantité d'énergie est dépensée, est cependant fort peu lumineux.

ACTION DU CHAMP MAGNÉTIQUE SUR LES DIVERSES PARTIES DE LA DÉCHARGE. — Plucker ⁽¹⁾ a montré que l'auréole négative se déplace sous l'action d'un champ magnétique comme le ferait une masse parfaitement libre de limaille de fer, c'est-à-dire qu'elle dessine par ses extrémités des surfaces équipotentielles magnétiques. Si le champ magnétique est dans la direction de la décharge, l'auréole est repoussée vers l'anode et la colonne positive recule.

La colonne positive s'incurve dans son ensemble comme

(1) PLUCKER, *Pogg. Ann.*, t. CIII, 1858, p. 28.

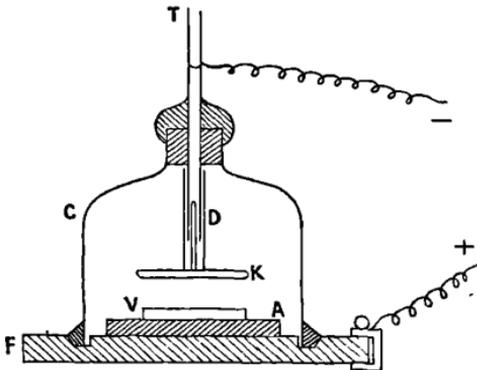
le ferait un courant formé de particules positives, sous la double influence des forces électriques et magnétiques.

En ce qui concerne les stratifications, chaque strie brillante se comporte de la même façon que l'auréole. En d'autres termes chaque strie paraît obéir individuellement à l'action du champ comme si elle représentait, par sa partie diffuse, la terminaison d'un paquet flexible de courants ayant leur origine sur le front brillant de la strie placée immédiatement en arrière de celle que l'on considère (1).

Le champ magnétique produit encore une série d'effets très complexes, pour retarder ou faciliter la décharge suivant les conditions de direction du champ, de pression du gaz, etc. Ne pouvant entrer dans le détail de ces phénomènes et de beaucoup d'autres qui intéressent la décharge, nous renverrons le lecteur à l'Ouvrage de M. J.-J. Thomson, *Sur la conductivité des gaz* (2).

DÉSAGRÉGATION DE LA CATHODE. — Le passage de la décharge a pour effet de détacher de la cathode des parcelles métalliques

Fig. 98.



extrêmement ténues qui, transportées normalement à la cathode, vont se déposer sous la forme d'un voile mince sur les parois du tube à décharges ou sur des objets quelconques, placés dans le tube de manière à intercepter ces particules

(1) SPOTTISWOODE et MOULTON, *Phil. Trans.*, Part I, 1879, p. 205.

(2) *Ch.*, XV, p. 432-478.

métalliques. On produit ainsi des miroirs plus ou moins transparents que l'on commence à utiliser, depuis les recherches de M. Boas, pour l'étude des propriétés des couches métalliques minces (1).

La figure 98 représente la disposition adoptée par M. Houllévigüe (2). Dans une cloche en verre à bords rodés C, on place l'objet V à métalliser, par exemple une lame de verre, posée sur l'anode d'aluminium A. La cathode K est un plateau formé du métal à déposer, que l'on adapte sur un tube en laiton T, par lequel l'intérieur de la cloche est mis en communication avec une machine pneumatique. Les fils sont disposés sur le circuit induit d'une bobine de Ruhmkorff.

C'est pour des pressions comprises entre $\frac{1}{20}$ et $\frac{1}{100}$ de millimètre qu'on obtient les meilleurs dépôts. La cathode projette d'abord principalement les gaz occlus. Le dépôt métallique ne se produit bien qu' quand la cathode a été complètement purgée de gaz.

M. Houllévigüe a pu déposer en couches spéculaires l'or, l'argent, le platine, le palladium, le cuivre, le fer, le nickel, le cobalt, le zinc et le bismuth ; il n'a pu obtenir de dépôt de carbone.

La plupart des métaux ainsi déposés possèdent, par transparence, une couleur brune ; le cuivre est nettement vert, l'or d'un bleu verdâtre, l'argent violet.

La quantité de métal enlevée à la cathode dépend de la pression et de la nature du gaz, et surtout de la nature du métal. Crookes (3) place les métaux dans l'ordre suivant de facilité décroissante de désagrégation : Pd, Au, Ag, Pb, Sn, Pt, Cu, Cd, Ni, In, Fe.

THÉORIE DE LA DÉCHARGE.

PRINCIPE DE LA THÉORIE DE J.-J. THOMSON. — La théorie proposée par M. J.-J. Thomson est fondée sur la considération des propriétés des ions qu'un gaz quelconque contient tou-

(1) BOAS, *Zeitschrift für Electrotechnik*, t. XIII, p. 465.

(2) HOULLEVIGUE, *Journal de Physique*, 4^e série, t. II, 1903, p. 36.

(3) CROOKES, *Proceed. of the Royal Soc.*, t. I, 1891, p. 88.

jours, au moins en quantité minime. Les ions positifs se meuvent dans le sens du champ électrique, les ions négatifs en sens contraire; mais la quantité d'électricité qui peut être ainsi transportée sera minime et ne pourra donner naissance à un courant continu; c'est-à-dire qu'elle ne peut servir à interpréter les phénomènes de la décharge disruptive, qu'à la condition que, par quelque effet propre du champ, les ions se renouvellent constamment, à mesure que le courant les entraîne.

Or nous savons qu'un ion en mouvement peut acquérir une vitesse suffisante pour ioniser des molécules neutres. La vitesse acquise par un ion est proportionnelle au champ dans lequel il se meut et au chemin moyen de l'ion (compris entre deux chocs moléculaires), chemin pendant lequel l'ion se trouve soumis à l'action du champ. Les ions négatifs ayant une masse plus petite que les ions positifs et possédant la même charge, acquerront la vitesse critique à partir de laquelle ils sont susceptibles de produire l'ionisation, plus tôt que les ions positifs plus lourds. Mais il est aisé de voir qu'un courant permanent ne peut se produire que si la vitesse critique est dépassée pour les deux sortes d'ions.

Supposons, en effet, que les ions négatifs, seuls, ont atteint leur vitesse critique. Ils vont être entraînés en sens inverse du champ, de la cathode vers l'anode; et, comme chacun des ions nouveaux, auxquels ils donnent naissance par leurs chocs sur les molécules neutres, se trouve produit à une distance de la cathode supérieure à celle où se trouvait l'ion primitif, tous les ions négatifs, primaires ou secondaires atteindront bientôt l'anode, s'y déchargeront et, n'étant plus remplacés, n'auront pu transporter qu'une quantité d'électricité finie, bien que supérieure à celle qu'eussent transportée les ions primaires seuls.

Il n'en sera plus de même si la vitesse critique est surpassée pour les deux sortes d'ions; car alors le mouvement des ions *efficaces* s'effectue dans les deux sens et, le champ continuant à agir, la production d'ions nouveaux positifs et négatifs se poursuivra indéfiniment. Il se produira bien un courant continu d'électricité d'une électrode à l'autre.

Donc, si l'on suppose le gaz soumis à un champ uniforme (entre deux électrodes planes suffisamment larges), quand on fera croître progressivement la différence de potentiel, il n'y aura d'abord qu'une charge statique des électrodes accompagnée d'une déperdition très limitée, jusqu'à ce qu'on atteigne une certaine différence de potentiel critique, pour laquelle, les deux sortes d'ions étant devenus ionisants, le courant s'établira *brusquement* à travers le gaz. C'est le phénomène de la décharge disruptive.

EXPLICATION DE L'APPARENCE GÉNÉRALE DE LA DÉCHARGE DANS LES GAZ RARÉFIÉS. — Il ne suffit pas d'avoir prévu d'une manière générale la possibilité d'une décharge disruptive. Il convient encore de rechercher quelle interprétation la théorie pourra fournir des phénomènes observés dans les tubes de Geissler, et de voir si les lois empiriques résumées ci-dessus sont conformes à celles que la théorie exigerait.

Les lois dont nous allons faire usage sont les suivantes :

1° Le champ nécessaire pour communiquer la vitesse ionisante est plus grand pour les ions positifs que pour les ions négatifs;

2° A un accroissement du champ dans la direction allant de la cathode vers l'anode ⁽¹⁾ correspond une densité électrique négative, c'est-à-dire un excès du nombre n_2 des ions négatifs sur le nombre n_1 des ions positifs. Inversement à une diminution du champ correspond un excès de n_1 sur n_2 ; à un champ uniforme, une densité nulle, $n_1 = n_2$;

3° Les ions positifs et les ions négatifs libres se recombinent avec une vitesse proportionnelle au produit $n_1 n_2$;

4° La luminosité du gaz accompagne l'ionisation. Elle est nulle là où l'ionisation ne se produit pas, maximum là où l'ionisation se produit avec la plus grande intensité.

Cela posé, nous remarquerons d'abord que les ions positifs dominent nécessairement vers la cathode où les pousse le

(1) Nous changeons le sens des x positifs, on a donc

$$\frac{dX}{dx} = -4\pi\rho.$$

champ électrique. Le champ est donc maximum vers la cathode et décroît à partir de là, ce que l'expérience confirme.

Si les ions positifs peuvent acquérir quelque part la vitesse ionisante v_1 qui leur est propre, c'est essentiellement vers la cathode. Nous admettrons aussi que c'est là, à peu près exclusivement, que cette vitesse est atteinte.

L'ionisation par les ions positifs est le fait primordial d'où tout le reste dérive. Nous ne préciserons pas si elle s'exécute sur les couches gazeuses adhérentes à la cathode, ou occluses au voisinage de la surface. La lumière qui enveloppe directement la cathode est liée à cette ionisation. Rappelons que, dans les gaz très raréfiés des tubes de Crookes, la dépense d'énergie à la surface de la cathode peut devenir assez grande pour la porter au rouge.

Les ions négatifs primaires produits sur la cathode même, ou très près de sa surface, prennent, dans le champ très intense auquel ils se trouvent soumis, une vitesse énorme, très supérieure à la vitesse critique ($v_2 < v_1$) correspondant à ces ions. Leur ensemble constitue des rayons cathodiques très pénétrants, très peu absorbables par le gaz, et dont l'action ionisante est, par suite, inférieure à celle d'ions négatifs moins rapides.

Le champ diminue rapidement à mesure que l'on s'éloigne de la cathode. Puisque l'ionisation amène des ions négatifs nouveaux, la densité des ions positifs en excès diminue.

D'autre part, les ions négatifs produits dans les régions où le champ est moins intense sont de meilleurs ionisants; l'ionisation atteindra un maximum, et il en sera de même de la luminosité. A l'espace relativement obscur de Crookes succédera la lumière plus vive de l'auréole.

Le champ diminuant toujours finira par descendre au-dessous de la limite ionisante pour les ions négatifs. L'ionisation et par conséquent l'auréole cesseront. Nous entrons dans l'espace complètement obscur de Faraday.

Puisque, à partir de là, il ne se produit pas d'ions nouveaux et que tous les ions positifs secondaires ont été laissés en arrière, se dirigeant vers la cathode, les ions négatifs vont

dominer. Par suite, le champ augmentera. Il finira par atteindre la limite d'ionisation par les ions négatifs. Nous entrons alors dans la région de la lumière positive.

Quand celle-ci constitue une colonne uniforme, dans laquelle le champ se maintient constant, c'est qu'il s'établit un équilibre entre la production d'ions nouveaux et la recombinaison spontanée d'ions anciens des deux signes; dans toute cette région, la densité électrique résultante est nulle.

Si les conditions de pression sont favorables à la production des stries, cet équilibre ne se produit pas. Par la continuation du mécanisme indiqué ci-dessus, les ions positifs ou négatifs dominant alternativement, d'où les diminutions et les augmentations alternées de l'intensité du champ, tantôt supérieur, tantôt inférieur à la limite ionisante pour les ions négatifs, et les alternances corrélatives de luminosité et d'obscurité. Ces alternances peuvent se répéter un nombre quelconque de fois, suivant la longueur du tube. Tout cela est, qualitativement au moins, en parfait accord avec l'expérience.

EXPLICATION DE L'EFFET DES ÉTRANGLEMENTS. — Dans un étranglement, la densité du courant croît en raison inverse de la section. Le champ s'accroît dans la même proportion. Si l'étranglement est suffisamment étroit, le champ pourra donc s'élever au-dessus de la limite ionisante pour les ions positifs, ce qui amènera la répétition des phénomènes cathodiques; c'est bien cela qui résulte des expériences signalées ci-dessus (1).

EFFET DE LA PRESSION. — Bornons-nous à considérer la colonne positive uniforme, dans la plus grande partie de laquelle le champ X est constant. Soit λ le chemin moyen d'un corpuscule entre deux chocs exercés sur des molécules. Ce chemin est en raison inverse de la pression. L'énergie acquise par le corpuscule est proportionnelle à X et à λ . Elle doit avoir une valeur constante pour que, d'un choc,

(1) Voir ci-dessus, p. 359.

résulte une ionisation. Donc X doit être proportionnel à la pression.

Ceci se produirait dans l'espace libre. Mais, à l'intérieur d'un tube, les parois interviennent pour modifier la grandeur du chemin moyen, qui se trouve diminué. X doit croître en proportion. L'expérience nous montre en effet que le gradient de potentiel est plus grand dans les tubes étroits que dans les tubes larges ⁽¹⁾.

Si l'on admet pour le chemin moyen λ_1 une expression de la forme

$$\frac{1}{\lambda_1} = \frac{a}{d} + \frac{1}{\lambda},$$

dans laquelle d représente le diamètre du tube, λ le chemin moyen normal et a une constante, on rend compte d'une manière générale de l'effet des parois. X devant être proportionnel à $\frac{1}{\lambda_1}$, tandis que $\frac{1}{\lambda}$ est proportionnel à la pression, on aura, pour un tube donné,

$$X = A + Bp;$$

le champ, dans la colonne cathodique, sera une fonction linéaire de la pression. C'est une loi qui nous a été révélée par l'expérience ⁽²⁾. Si le tube est assez long pour être presque rempli par la colonne positive, la différence de potentiel totale ou la valeur moyenne du champ le long du tube obéiront à la même loi.

EFFET DE LA TEMPÉRATURE. — Nous savons que la cohésion diélectrique à volume constant est indépendante de la température ⁽³⁾. La théorie précédente nous conduit, d'autre part, à admettre que la décharge se produit lorsque l'ion positif acquiert, au voisinage de la cathode, une vitesse égale à la vitesse ionisante. Il semblerait que cette vitesse dût être d'autant moindre que la température est plus haute, car la

(1) Voir ci-dessus, p. 358.

(2) *Ibid.*

(3) Voir ci-dessus, p. 317.

vitesse d'agitation thermique, prévue par la théorie cinétique des gaz, croît proportionnellement à la racine carrée de la température absolue, et le choc d'un ion de vitesse donnée doit être d'autant plus favorable pour produire l'ionisation que la molécule choquée est elle-même animée d'une vitesse plus grande.

S'il en est autrement, ce doit être que la vitesse ionisante est elle-même très considérable par rapport à la vitesse d'agitation moléculaire; la variation que celle-ci entraîne dans l'énergie des chocs tomberait alors au-dessous de la limite des erreurs d'observation. C'est précisément ce qu'a établi M. Stark (1).

Le potentiel minimum nécessaire pour produire une décharge est de l'ordre de 300 volts ou $3 \cdot 10^{10}$ unités C. G. S. électromagnétiques. Supposons que la distance des électrodes est justement égale au chemin moyen d'un ion. Un ion positif accomplit donc son libre parcours sous cette chute de potentiel de $3 \cdot 10^{10}$. Nous pouvons calculer la vitesse v qu'il acquiert, si nous connaissons le rapport de la masse électrique de cet ion à sa masse matérielle. Le travail des forces électriques est en effet $3 \cdot 10^{10} e$. L'accroissement de la force vive est $\frac{1}{2} m v^2$;

$$\frac{1}{2} m v^2 = 3 \cdot 10^{10} e,$$

$$v = \sqrt{6 \cdot 10^{10} \frac{e}{m}}.$$

Pour un ion positif, le rapport $\frac{e}{m}$ est de l'ordre de $5 \cdot 10^3$. On a donc

$$v = 1,72 \cdot 10^7.$$

Comparons cette vitesse v à la vitesse d'agitation thermique v' . Pour l'air à 0° et à 300° on a

$$v'_0 = 4,85 \cdot 10^4 = 2,82 \cdot 10^{-3} v,$$

$$v'_{300} = 4,85 \sqrt{\frac{573}{273}} \cdot 10^4 = 4,09 \cdot 10^{-3} v.$$

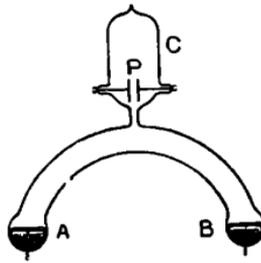
(1) STARK, *Einfluss der Temperatur auf die Ionisierung durch Ionenstoss*, *Drude's Ann.*, t. VIII, 1902, p. 829.

Même à 300° , la vitesse v' n'est pas encore la deux centième partie de la vitesse v .

SPECTRE DE LIGNES ET SPECTRE DE BANDES. — On observe que, pour un même gaz, le spectre de lignes et le spectre de bandes sont souvent superposés dans la décharge des tubes de Geissler, particulièrement quand l'intensité du courant est faible. Avec la vapeur de mercure, M. Stark a obtenu à volonté la superposition des deux spectres dans toutes les proportions.

Sur la partie moyenne d'un tube de Geissler AB à vapeur de mercure, M. Stark dispose une ampoule C (*fig.* 99) dans

Fig. 99.



laquelle sont logés deux plateaux parallèles P. Quand le tube est alimenté par un courant d'intensité convenable, la luminosité générale du tube fournit un pinceau dérivé, de même couleur, qui pénètre dans l'ampoule. Si le spectre de lignes domine suffisamment, ce pinceau est d'un blanc rougeâtre; il est d'un beau vert dans le cas opposé. M. Stark constate que le pinceau vert n'est pas dévié quand on établit un champ électrique entre les plateaux, tandis que le pinceau rouge blanc semble repoussé par la cathode et peut même disparaître entièrement.

De cette curieuse expérience on doit conclure que le support du spectre de bandes est à l'état neutre, tandis que

(¹) STARK, *Ueber die Entstehung der elektrischen Gasspectra*, *Drude's Ann.*, t. XIV, 1904, p. 506; *Versuche über die Entstehung der Banden- und Linienspektrums*; *Nach. der K. Gesell. der Wiss. Göttingen*, 1904.

celui du spectre de lignes est électrisé. D'après l'auteur, les chocs les moins intenses peuvent fournir un système vibrant constitué par un ion positif et un ion négatif, qui sont demeurés dans leur champ d'action réciproque; de là résulte le spectre de bandes. Le spectre de lignes serait éveillé par des chocs plus intenses qui laissent le reste positif de la molécule isolé et dans un état de vibration très énergique.

ACTION DU CHAMP MAGNÉTIQUE. — Le mouvement d'une particule électrisée, sous l'action combinée d'un champ électrique et d'un champ magnétique, s'effectue suivant une spirale embrassant une ligne de force magnétique. Cette spirale s'écarte d'autant moins de son axe que le quotient $\frac{mv}{He}$ est plus petit (1). Dans cette formule e représente la charge de la particule, v sa vitesse, m sa masse, H l'intensité du champ magnétique. Le quotient $\frac{m}{e}$ étant beaucoup plus petit pour un corpuscule négatif que pour l'ion positif, le corpuscule doit suivre une trajectoire beaucoup plus rapprochée des lignes de force.

Les diverses régions de la décharge sont diversement riches en corpuscules négatifs; elles doivent obéir plus ou moins bien à l'action du champ magnétique, les portions où les corpuscules dominant étant celles qui obéissent le mieux.

Dans la décharge stratifiée, où la proportion des corpuscules négatifs domine périodiquement, l'action du champ magnétique doit présenter la même périodicité, ce qui est bien conforme aux données de l'expérience.

En résumé, et sans entrer ici dans plus de détails sur cette théorie toute récente et encore perfectible, on voit qu'elle paraît très propre à rendre compte des phénomènes, même dans leur détail. Son introduction constitue donc un grand progrès dans l'étude de la décharge disruptive.

(1) Voir ci-dessus, p. 238 et 239.

CHAPITRE XVII.

APPLICATIONS DE L'ÉLECTRICITÉ. INSTRUMENTS DIVERS.

Stato-voltmètre. — Emploi du manganin pour les boîtes de résistance. — Ampèremètres et voltmètres. — Wattmètres. — Galvanomètres de précision. — Compteurs d'énergie. — *a.* Compteurs moteurs ordinaires. — *b.* Compteurs à champ tournant. — *c.* Compteurs oscillants. — Etude des courants microphoniques. — Télégraphe multiplex de Mercadier. — Télégraphone. — La bobine d'induction. — Interrupteur Wehnelt. — Rupteurs. — Autres conditions de la bobine. — Lampes à incandescence. — Lampes à l'osmium et au tantale. — Lampe Nernst. — Arc au mercure. — Lampe à mercure de M. Cooper Hewitt. — Soupape à mercure.

Nous terminerons cette étude par la description de quelques appareils et de quelques applications de l'électricité qui n'ont pu trouver leur place régulière dans les Chapitres précédents, mais qu'il nous paraît utile de faire connaître, soit à cause de l'ingéniosité de leur principe, soit en vue des services qu'ils rendent couramment dans les laboratoires.

STATO-VOLTMÈTRE. — M. Crémieu ⁽¹⁾ désigne sous ce nom un appareil à sensibilité variable, permettant de mesurer des potentiels de 2 à 40 000 volts, et dans lequel une action électrostatique se trouve équilibrée par une action électrodynamique de sens contraire.

Un levier métallique AB est suspendu horizontalement par

(1) CREMIEU, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVIII, 1904, p. 563.

un fil métallique fin et maintenu, à sa partie inférieure, par un second fil métallique fixé au socle de l'appareil. Ces deux fils sont isolés l'un de l'autre. L'extrémité A du levier porte un court cylindre métallique D. Concentriquement à D se trouve un cône métallique C, fixé au socle de l'appareil par une tige le long de laquelle on peut le faire glisser, quand on veut modifier la sensibilité. C'est entre C et D que l'on établit la différence de potentiel V à mesurer.

L'extrémité opposée B du levier mobile porte une bobine E, qui se déplace en regard d'une bobine fixe E'. Un même courant est envoyé dans ces deux bobines. Un amortisseur à huile rend aperiodiques les mouvements du système mobile.

Les actions qui s'équilibrent sont proportionnelles l'une au carré V² de la différence de potentiel à mesurer, l'autre au carré i² de l'intensité du courant dans les bobines; V et i sont donc proportionnels. Soit R₁ la résistance des bobines, R₂ celle du galvanomètre, R₃ une résistance variable introduite dans le circuit des bobines, que nous supposons animé par une force électromotrice invariable E,

$$V = ki = k \frac{E}{R_1 + R_2 + R_3}.$$

L'étalonnage de l'appareil se fera aisément pour les diverses positions du cône fixe. Le déplacement de cet organe permet de faire varier la constante k dans le rapport de 20 à 1.

EMPLOI DU MANGANIN POUR LES BOITES DE RÉSTANCE (1). — Le manganin est un alliage de cuivre et de manganèse pour lequel le coefficient de variation de résistivité avec la température est presque rigoureusement nul. En chauffant des fils de cet alliage à 180° pendant quelques heures, on évite la variation lente de résistance à laquelle les alliages sont parfois sujets : on produit ainsi artificiellement le *vieillessement* de l'alliage.

Les boîtes de résistance construites dans ces conditions ont

(1) Voir ARMAGNAT, *Les appareils de mesures électriques, à l'Exposition de 1900* (*Journal de Physique*, 3^e série, t. X, p. 165 et suivantes).

l'avantage de pouvoir être employées avec des courants d'intensité notable, puisqu'elles conservent une résistance pratiquement invariable dans des limites de température assez élevées.

AMPÈREMÈTRES ET VOLTMÈTRES (1). — Dans le cas des courants continus, on emploie beaucoup, aujourd'hui, des appareils à cadre mobile, montés sur pivots, au lieu des aimants mobiles des anciens instruments.

Pour les courants de très grande intensité, on munit les ampèremètres de shunts formés de lames métalliques en manganin, de manière à présenter une grande surface de refroidissement.

On fait aussi usage d'ampèremètres thermiques, dans lesquels l'index mobile enregistre l'allongement d'un fil traversé par le courant. Ces appareils, gradués empiriquement, ont l'avantage d'être également applicables aux courants continus et aux courants alternatifs.

Des ampèremètres ou voltmètres destinés exclusivement aux courants alternatifs peuvent être fondés sur l'induction. Une bobine parcourue par le courant à mesurer provoque des courants induits dans une masse métallique, tambour ou disque, susceptible de tourner autour d'un axe. Un écran magnétique dissymétrique étant placé entre la bobine et la masse métallique, les courants induits provoquent une rotation de la masse. Cette rotation est limitée par une action antagoniste, celle d'un ressort, par exemple. Pour les courants de très grande intensité, le circuit d'un ampèremètre sera relié au circuit principal par un transformateur qui joue, pour les courants alternatifs, le même rôle que le shunt pour les courants continus.

GALVANOMÈTRES DE PRÉCISION. — Les galvanomètres de MM. du Bois et Rubens sont des galvanomètres Thomson (2) munis d'une double cuirasse d'acier doux, destinée à sous-

(1) ARMAGNAT, *Ibid.*

(2) Voir t. IV, 3^e fasc., p. 132.

traire complètement le galvanomètre aux influences extérieures. Des galvanomètres de ce système ont pu être construits avec une constante de sensibilité ⁽¹⁾ égale à 1000. Ces galvanomètres possèdent des bobines de diverses résistances que l'on peut substituer les unes aux autres, suivant les besoins, et un équipage moins sensible qui peut remplacer l'équipage léger, de très haute sensibilité, réservé aux observations les plus délicates.

On obtient des sensibilités tout aussi grandes avec les galvanomètres à aimant fixe et à cadre mobile, construits, par exemple, par Hartmann et Braun.

Quand les galvanomètres sont employés sous la forme balistique, on exprime la sensibilité de la même manière, mais en remplaçant, dans la définition d'Ayrton, microampère par microcoulomb, et déviation permanente par élongation. Les galvanomètres balistiques sont, toutes choses égales d'ailleurs, un peu moins sensibles que les galvanomètres ordinaires.

WATTMÈTRES. — Les wattmètres sont destinés à mesurer la puissance EI . Le plus souvent ils sont constitués par un véritable électrodynamomètre dont les bobines sont l'une, à court fil, placée en série, et l'autre, à long fil, placée en dérivation, de sorte que les courants qui les traversent sont respectivement proportionnels à I et à E . L'action des deux bobines est équilibrée par une torsion convenable qui, ramenant les bobines mobiles dans la position d'équilibre, mesure justement le produit EI .

Nous avons indiqué ailleurs comment un électromètre peut être employé comme wattmètre ⁽²⁾.

COMPTEURS D'ÉNERGIE ⁽³⁾. — Pour transformer un wattmètre à bobines en compteur d'énergie électrique, on pourrait se borner à en faire un appareil enregistreur; par exemple, les

⁽¹⁾ Voir 2° Supplément, p. 17.

⁽²⁾ Voir 2° Supplément, p. 13.

⁽³⁾ Voir JANET, *Journal de Physique*, 3° série, t. X, p. 717.

bobines mobiles seraient suspendues par un bifilaire assez puissant pour que, dans la position déviée, l'action électrodynamique conservât très sensiblement la même valeur que dans la position d'équilibre. Les déviations étant petites, on n'aurait ainsi qu'un appareil de laboratoire d'une installation toujours délicate.

Pour tourner la difficulté, on a recours, industriellement, à des dispositions très ingénieuses, dont il est intéressant de donner au moins le principe.

a. Compteurs moteurs ordinaires. — Une des solutions les plus directes consiste à donner au système mobile une forme symétrique telle que l'action électrodynamique soit indépendante de la déviation. C'est ce qui a lieu pour l'action réciproque de l'inducteur et de l'induit d'une dynamo à courants continus. Le corps du compteur d'énergie sera donc constitué par une vraie petite machine dynamo sans fer, dont l'enroulement fixe, en série sur le circuit d'utilisation, sera de faible longueur, tandis que l'enroulement mobile sera en dérivation et très long.

La méthode d'enregistrement est fort ingénieuse. Montons, sur l'arbre de l'induit, un disque métallique placé dans un champ magnétique intense. Les courants de Foucault, développés dans le disque, opposeront, à son mouvement de rotation, une résistance considérable, proportionnelle à la vitesse de rotation. Lorsque E et I conservent une valeur fixe, la vitesse de rotation demeure aussi invariable, ainsi que l'énergie dépensée par seconde dans le circuit d'utilisation. L'énergie consommée dans un temps donné sera proportionnelle au nombre de tours, qu'il suffit d'enregistrer par un rouage d'horlogerie quelconque.

Si le produit EI vient à varier, à croître par exemple, le mouvement de rotation s'accélère jusqu'à ce que l'accroissement des courants de Foucault contrebalance exactement celui de la force motrice; étant donnée la puissance de l'amortissement, on peut dire que la période variable correspondant à une variation subite et finie de EI sera de durée négligeable. La vitesse de rotation et, par conséquent, le nombre de tours

par seconde, demeureront à chaque instant proportionnels à la force motrice, c'est-à-dire à EI .

Le nombre total de tours dans une période plus ou moins prolongée représentera, sans erreur appréciable, l'intégrale de l'énergie dépensée.

Dans ce qui précède, nous supposons nuls les frottements proprement dits. Ils doivent être réduits au minimum par une construction très soignée des pivots et des balais. La cause d'erreur, qui subsiste de ce chef, n'est qu'imparfaitement corrigée par des dispositions accessoires que nous ne rapporterons pas ⁽¹⁾.

Les compteurs dont nous venons de donner le principe (*compteurs-moteurs*) sont évidemment applicables aux courants alternatifs si, comme nous l'avons supposé, l'amortissement est extrêmement considérable. Il faut toutefois tenir compte du décalage du courant alternatif dans l'enroulement en dérivation qui, étant à fil fin et long, possède une self-induction considérable. Il résulte de ce décalage que l'énergie effectivement mesurée, celle qui se dépense dans le compteur, cesse d'être proportionnelle à la dépense dans le circuit d'utilisation. On ne compense qu'imparfaitement cette cause d'erreur par des dispositions accessoires, ou par un facteur empirique de correction.

b. Compteurs à champ tournant. — Dans le cas des courants alternatifs, on peut aussi employer comme compteur d'énergie un moteur à champ tournant. Considérons deux champs alternatifs rectangulaires de même fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$, d'intensités F et f , décalés l'un par rapport à l'autre d'un angle φ . On sait qu'un champ alternatif de fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$ équivaut à deux champs tournant en sens inverse avec une même vitesse angulaire ω et d'amplitude égale à la demi-amplitude du champ alternatif. On a donc à comparer deux

⁽¹⁾ Voir JANET, *Les compteurs d'énergie* (*Journal de Physique*, 3^e série, t. X, p. 717).

champs tournants directs, décalés l'un par rapport à l'autre de $\varphi + \frac{\pi}{2}$, et deux champs inverses, égaux aux précédents, mais décalés de $\frac{\pi}{2} - \varphi$. On a, en définitive, d'après la règle de la composition des vecteurs, deux champs tournants résultants de même vitesse angulaire ω , mais dont les intensités sont respectivement Φ et Φ'

$$\Phi^2 = \frac{1}{4}(F^2 + f^2 + 2Ff \sin \varphi),$$

$$\Phi'^2 = \frac{1}{4}(F^2 + f^2 - 2Ff \sin \varphi).$$

Soit ω' la vitesse angulaire de rotation d'une masse métallique, disque ou cylindre, soumise à l'action des deux champs rectangulaires. Cette vitesse est comptée positivement dans le sens de rotation du champ Φ . Les vitesses angulaires relatives des deux champs tournants inverses par rapport au disque seront $\omega - \omega'$ et $\omega + \omega'$. La masse sera soumise à deux couples, de sens inverse comme les champs tournants eux-mêmes, respectivement proportionnels à la vitesse angulaire relative et au carré de l'amplitude de chacun des champs tournants. Le couple résultant sera

$$C = k[\Phi^2(\omega - \omega') - \Phi'^2(\omega + \omega')].$$

Si la masse métallique n'est soumise à aucune autre action que celle des deux champs rectangulaires, la vitesse de rotation s'accélérera jusqu'à ce que le couple résultant soit nul, c'est-à-dire que l'on aura

$$\omega' = \omega \frac{\Phi^2 - \Phi'^2}{\Phi^2 + \Phi'^2} = \omega \frac{2Ff \sin \varphi}{F^2 + f^2}.$$

Nous supposons qu'outre l'action des champs tournants, la masse métallique est encore soumise à l'action retardatrice de l'induction produite par un champ invariable, celui d'un aimant fixe très puissant. Soit $kA^2\omega'$ le couple résistant ainsi créé, lequel est proportionnel à la vitesse absolue de rotation du disque. Cette vitesse devant encore être telle que

le couple résultant soit nul, on aura

$$k[\Phi^2(\omega - \omega') - \Phi'^2(\omega + \omega') - A^2\omega'] = 0,$$

$$(1) \quad \omega' = \omega \frac{2Ff \sin \varphi}{F^2 + f^2 + A^2}.$$

Pratiquement, on peut toujours rendre A assez grand par rapport à F et à f pour que le dénominateur de (1) puisse être considéré comme constant. La vitesse angulaire de rotation sera donc proportionnelle à $2Ff \sin \varphi$.

Cela posé, nous supposons le champ F produit par une bobine à gros fil en série sur le circuit d'utilisation, le champ f par une bobine à fil fin en dérivation. Si l'on désigne par ψ le décalage de la force électromotrice E par rapport à l'intensité I dans le circuit d'utilisation, l'énergie consommée à chaque instant dans le circuit est proportionnelle à $EI \cos \psi$. E est proportionnel à f , I à F . Si donc on s'arrange pour que

$$\sin \varphi = \cos \psi,$$

il y aura à chaque instant proportionnalité entre la vitesse angulaire de rotation de la masse métallique, et le travail consommé dans le circuit d'utilisation, comme dans les compteurs étudiés précédemment. Le nombre total de tours sera proportionnel à l'intégrale de l'énergie consommée.

Nous n'insisterons pas sur les artifices que l'on peut employer pour régler le décalage de $\frac{\pi}{2}$ du champ de la bobine en dérivation, par rapport à la force électromotrice aux bornes.

c. Compteurs oscillants. — Considérons deux pendules dont les masses oscillantes sont constituées par les bobines à fil fin d'un wattmètre, oscillant en présence des bobines à gros fil du même appareil, et dont l'enroulement est tel que l'action électrodynamique tend à accélérer le mouvement du premier pendule et à retarder celui du second.

Soient n et n' les nombres d'oscillations par seconde des deux pendules. On reconnaît immédiatement que la différence $n^2 - n'^2$ est proportionnelle à l'action électrodyna-

mique

$$(1) \quad n^2 - n'^2 = (n - n')(n + n') = kEI.$$

Si l'action électrodynamique est petite par rapport à celle de la pesanteur, $n + n'$ peut être considéré comme constant et égal au double du nombre ν d'oscillations qu'effectuerait, dans le même temps, le pendule sous l'action de la pesanteur seule.

L'équation (1) peut donc s'écrire

$$(1 \text{ bis}) \quad n - n' = k'EI,$$

k' désignant une nouvelle constante. L'intégrale de $(n - n')dt$, c'est-à-dire la différence du nombre des oscillations au bout d'un temps quelconque, sera donc proportionnelle à l'énergie électrique dépensée dans le circuit pendant le même intervalle.

La disposition mécanique connue sous le nom de *treuil différentiel* permettra aisément d'enregistrer cette différence (compteur Aron).

ÉTUDE DES COURANTS MICROPHONIQUES. — Les courants microphoniques ont été, de la part de M. Cauro (1), l'objet d'une étude approfondie.

Dans ces expériences, le circuit primaire comprend une pile, le microphone, le primaire d'une bobine d'induction (bobine transmetteuse) et une résistance auxiliaire. Le circuit secondaire est composé du secondaire de la bobine transmetteuse, de la ligne et de deux téléphones. On mesure l'intensité du courant dans le circuit primaire en l'absence de toute transmission, et la variation de l'intensité efficace quand le microphone est excité par la vibration d'un électrodiapason. En ce qui concerne le circuit secondaire, on détermine la force électromotrice en circuit ouvert résultant du fonctionnement de l'appareil, l'énergie absorbée en circuit fermé, ainsi que

(1) CAURO, *Thèse de doctorat*, Paris 1899, et *Journal de Physique*, 3^e série, t. VIII, p. 413, 483 et 485.

l'intensité efficace du courant. On mesure, de plus, l'amplitude de la vibration aérienne excitatrice et les amplitudes de vibration de la planchette du microphone et de la membrane du téléphone. Ces deux derniers éléments sont déterminés par l'observation du déplacement des franges d'interférence produites entre un plan optique de verre et un miroir très léger fixé à la membrane téléphonique ou à la plaque du microphone.

Les mesures électriques dans le circuit secondaire sont faites soit à l'aide de l'électromètre de Curie, soit à l'aide d'un oscillographe de construction spéciale, dont on observe les oscillations par la méthode stroboscopique, et que l'on gradue empiriquement à l'aide de l'électromètre.

En particulier, pour déterminer l'énergie absorbée dans le téléphone, M. Cauro avait recours à la méthode employée industriellement sous le nom de *méthode des trois voltmètres* ⁽¹⁾, en remplaçant les voltmètres par l'électromètre.

Les résultats généraux sont les suivants :

Pour les sons les plus intenses qui sont perçus dans un téléphone, l'intensité efficace dans le circuit primaire subit des variations d'environ un quart de sa valeur.

La force électromotrice efficace, en circuit ouvert, dans le circuit secondaire est d'environ 1,5 volt pour les sons les plus forts qui puissent être reçus avec la_3 . Elle varie à peu près proportionnellement à l'amplitude de l'onde sonore incidente, et en sens inverse de la période.

L'intensité du courant secondaire, dans la pratique courante (ligne secondaire des bobines au départ et à l'arrivée, quatre téléphones), est de l'ordre du cent-millième d'ampère pour les sons les plus forts transmis. Elle descend au millionième d'ampère pour des sons encore très perceptibles. Elle est sensiblement proportionnelle à l'amplitude de la vibration incidente et ne semble pas varier avec la période. Ces résultats s'interprètent théoriquement sans difficulté d'après la grandeur relative des constantes du circuit téléphonique (résistance, capacité, self-induction).

(1) Voir ci-dessus, p. 122.

La différence de potentiel aux bornes du téléphone est de l'ordre du centième de volt pour les courants les plus forts. L'énergie absorbée dans le même appareil ne dépasse jamais quelques millièmes de watt.

Les amplitudes de vibration de la plaque microphonique et de la membrane du téléphone atteignent seulement une fraction de micron, alors que la vibration incidente est de plusieurs centièmes de millimètre.

TÉLÉGRAPHE MULTIPLEX DE M. MERCADIER. — La télégraphie multiplex consiste, on le sait ⁽¹⁾, dans la transmission simultanée de plusieurs dépêches, dans le même sens ou en sens inverse, à l'aide d'une seule ligne télégraphique. Celle-ci est mise en relation avec une série de postes manipulateurs ou récepteurs organisés de telle façon que le tri des signaux se fait automatiquement, chaque poste récepteur recevant exclusivement les signaux qui lui sont destinés.

M. Mercadier ⁽²⁾ a songé à utiliser, pour la télégraphie multiplex, un phénomène de résonance. A cet effet, les appareils manipulateurs sont constitués par des électro-diapasons, émettant chacun une seule note. Les récepteurs ont pour organe essentiel une sorte de téléphone, sensible à une seule note, et désigné, d'après cela, sous le nom de *monotéléphone*.

Cet appareil (*fig.* 100) est un téléphone de Bell, dont la membrane, très large, est proprement une plaque vibrante circulaire de 2^{mm} d'épaisseur, appuyée en trois points placés sur la ligne nodale circulaire qui correspond au son fondamental de la plaque. Le corps du téléphone est constitué par un cylindre d'acier portant une bobine E en relation avec le fil de ligne. L'appareil est enfermé dans une boîte, et l'audition a lieu par deux tubes de caoutchouc, munis d'embouts qui s'introduisent dans le pavillon de l'oreille. L'expérience montre qu'un téléphone de cette espèce est pratiquement

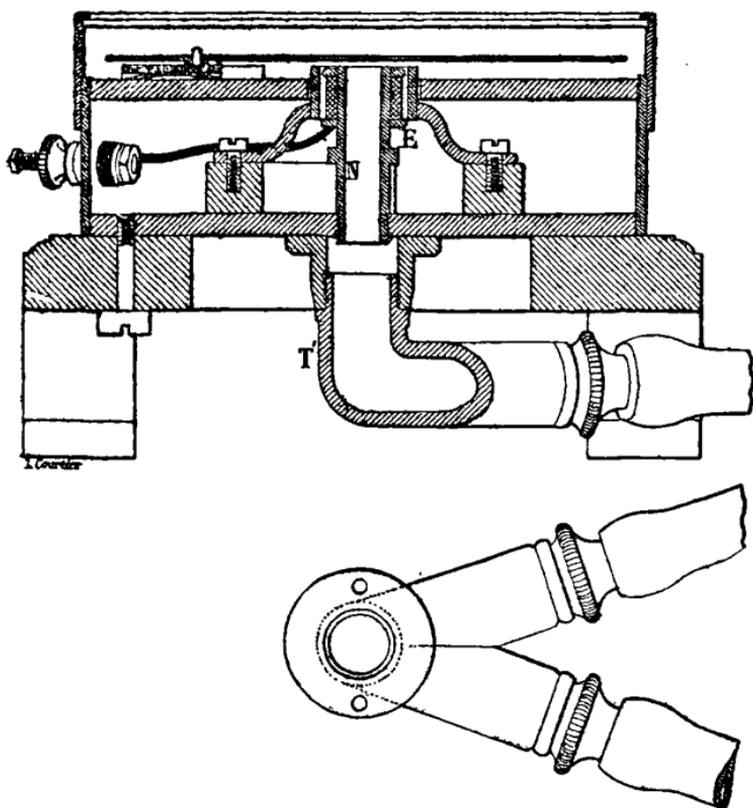
(1) Voir t. IV, 4^e fascicule, p. 162.

(2) MERCADIER, *Journal de Physique*, 3^e série, t. IX, 1900, p. 561.

insensible à toute vibration dont la période diffère de la période propre de la plaque vibrante de plus d'un quart de ton.

Cela posé, si l'on dispose : 1° de douze électrodiapasons formant toutes les notes d'une gamme chromatique, 2° d'autant de monotéléphones accordés avec ces électros, on conçoit que douze dépêches puissent être transmises simultanément dans un même fil, les unes dans un sens, les autres en sens

Fig. 100.



contraire, arbitrairement. La vibration électrique complexe traverse tous les appareils récepteurs, mais chaque monotéléphone fera choix des seules composantes auxquelles il est sensible, celles qui sont émises par l'électrodiapason avec lequel il est accordé.

Dans la pratique de la télégraphie, chaque poste comporte un appareil manipulateur A et un récepteur R. Supposons-les accordés ensemble et disposés en série. Nous voulons que le poste récepteur ne soit pas impressionné par la dépêche expédiée par le manipulateur voisin. Si l'on faisait abstraction de l'impédance de la ligne, il suffirait, pour rendre le récepteur R insensible au manipulateur A, que l'enroulement de l'électro, faisant communiquer A avec la ligne à travers le récepteur R, se trouvât compensé par un enroulement égal et de sens contraire, en dérivation sur le premier et aboutissant au sol. Les courants de A seraient donc sans influence sur R, tandis que les courants de ligne, venant du manipulateur A', auraient leur plein effet. Mais, pratiquement, les courants alternatifs envoyés par A, dans les deux enroulements de l'électro, se trouveront décalés l'un par rapport à l'autre, en vertu de l'impédance de la ligne; pour qu'ils puissent interférer complètement, de façon à ne pas impressionner A, il faut décaler aussi, d'une quantité égale, les courants de l'enroulement compensateur, en donnant à celui-ci, par l'adjonction de résistances et de capacités variables à volonté et formant ce qu'on appelle une *ligne artificielle*, une impédance égale à celle de la ligne vraie. Dans ces conditions, on arrive à réaliser la compensation rigoureuse, et désormais ce n'est plus douze récepteurs en tout, mais bien vingt-quatre, accordés deux à deux et constituant douze postes complets, qu'on pourra installer sur un seul fil de ligne.

Pratiquement toutes les communications avec la ligne se font par induction et non par communication directe. Des relais appropriés sont disposés dans chaque poste, comme dans les autres systèmes télégraphiques.

Il est clair qu'avec le système de M. Mercadier des postes volants, ou parasites, peuvent être installés n'importe en quel point de la ligne télégraphique. Pourvu que les appareils soient accordés avec l'un des électrodiapasons, on recevra les dépêches correspondantes, et l'on pourra aussi transmettre.

TÉLÉGRAPHONE. — Réduit à sa forme la plus simple, le télégra-

phone de M. Poulsen (1) consiste en un fil d'acier tendu, sur lequel peut glisser un électro-aimant E (fig. 101). Le noyau

Fig. 101.



de cet électro est un gros fil de fer doux entaillé de façon à embrasser le fil, et que l'on fait glisser avec une vitesse d'environ 1^m par seconde. L'électro est dans le circuit d'une pile et d'un microphone, devant lequel on parle. Si l'on remplace ensuite le microphone par un téléphone et qu'on fasse de nouveau glisser l'électro sur le fil, dans le même sens que précédemment, la parole est fidèlement reproduite, et l'on peut faire répéter, autant de fois qu'on le désire, en promenant de nouveau l'électro sur le fil, toujours dans le même sens.

L'écriture ainsi produite réside évidemment dans une aimantation transversale variable communiquée au fil, sous l'influence des vibrations électriques déterminées par le microphone. Pour effacer, il suffit de promener l'électro le long du fil dans le même sens, en y faisant passer, cette fois, un courant continu d'intensité convenable, mais de sens contraire à celui qui a produit l'écriture.

On peut remplacer le fil tendu par un fil ou ruban sans fin, sur lequel s'appuient, en divers points et dans l'ordre suivant : 1° un électro inscripteur en relation avec le microphone; 2° autant d'électros liseurs que l'on voudra, en relation avec des téléphones; 3° enfin un électro effaceur qui ramène le fil ou ruban à son état initial, avant que le mouvement de rotation ne le ramène sous l'inscripteur.

(1) V. POULSEN, *Journal de Physique*, 3^e série, t. IX, 1900, p. 655.

LA BOBINE D'INDUCTION (1). — Les conditions extrêmement complexes des circuits primaire et secondaire d'une bobine d'induction sont des obstacles presque insurmontables pour l'établissement d'une théorie correcte de ces appareils. De récents et curieux Mémoires consacrés à l'étude théorique ou expérimentale de la bobine ont précisé quelques-unes des conditions du problème, sans l'épuiser. Nous citerons les travaux de MM. Armagnat (2), Oberbeck (3), Walter (4), Mizuno (5), Beattie (6), Klingelfuss (7) et lord Rayleigh (8).

Si l'on néglige, avec ce dernier savant, toutes les complications, en considérant la rupture du circuit comme instantanée, les deux circuits comme fermés et dénués de capacité, l'intensité y du courant induit sera représentée par la formule

$$y = A \frac{M}{N} e^{-\frac{R}{N} t},$$

dans laquelle A est l'intensité du courant primaire avant la rupture, M le coefficient d'induction réciproque des deux circuits, N le coefficient de self-induction du secondaire. Soit L le coefficient d'induction du primaire. Immédiatement avant la rupture du circuit, l'énergie du champ était $\frac{1}{2} LA^2$. Immédiatement après, elle est

$$\frac{1}{2} NA^2 \frac{M^2}{N^2} = \frac{1}{2} \frac{M^2}{N} A^2;$$

(1) On consultera avec fruit, à ce sujet, le livre de M. Armagnat : *La bobine d'induction*, Paris, 1905, accompagné d'une bibliographie complète, et un article de M. E. Bloch sur la bobine d'induction, où sont résumés les divers travaux autres que celui de lord Rayleigh, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7^e série, t. XXVI, 1902, p. 197.

(2) *Loc. cit.*

(3) OBERBECK, *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 109 et t. LXIV, p. 193, 1897-1898.

(4) WALTER, *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 300 et t. LXVI, p. 623, 1897-1898.

(5) MIZUNO, *Phil. Mag.*, t. XLV, 1898, p. 447.

(6) BEATTIE, *Phil. Mag.*, t. L, 1900, p. 139.

(7) KLINGELFUSS, *Drude's Ann.*, t. V, 1901, p. 837.

(8) LORD RAYLEIGH, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7^e série, t. XXVI, p. 178.

et cette expression a pour limite supérieure $\frac{1}{2} LA^2$. Ainsi l'énergie de la décharge, dans le circuit secondaire, ne peut dépasser une certaine valeur, qui ne dépend que des constantes du circuit primaire.

Attribuons maintenant une capacité c au circuit secondaire. Soit V la différence de potentiel à laquelle se trouve portée cette capacité, que nous supposons coïncider avec les extrémités libres du fil secondaire. L'énergie de la décharge a pour valeur $\frac{1}{2} cV^2$. Faisons cette énergie égale à sa limite $\frac{1}{2} LA^2$, nous obtenons ainsi, par l'égalité

$$\frac{1}{2} cV^2 = \frac{1}{2} LA^2,$$

une limite supérieure de la différence de potentiel V

$$V = A \sqrt{\frac{L}{c}},$$

et par conséquent de la longueur de l'étincelle, sensiblement proportionnelle à cette différence de potentiel. Il faudrait donc chercher, avant tout, à accroître la self-induction du circuit primaire et à diminuer la capacité du circuit secondaire. Cette capacité jouerait un rôle en quelque sorte pondérant. Les conditions relatives au circuit induit passeraient pour ainsi dire au second plan.

Ce qui précède suppose *essentiellement* la rupture brusque; c'est un cas limite, d'ordinaire fort loin d'être réalisé. On sait qu'on introduit dans le circuit primaire une capacité dont l'objet est d'absorber l'extra-courant, c'est-à-dire d'accélérer la rupture. Lord Rayleigh a établi expérimentalement que si, par des procédés mécaniques appropriés, on rend la rupture suffisamment brusque, ce condensateur devient plus nuisible qu'utile. Lord Rayleigh a employé avec succès la balle d'un fusil de guerre et obtenu, régulièrement, de meilleurs effets en rompant, par la balle, le circuit primaire privé de son condensateur qu'en faisant usage du condensateur et produisant la rupture par les procédés ordinaires.

Il y a donc le plus grand intérêt à perfectionner les interrupteurs pour bobines d'induction.

Le nombre maximum d'interruptions qu'une bobine peut supporter est d'ailleurs fixé par sa construction. En effet, quand on ferme le circuit primaire, l'intensité du courant qui le traverse part de zéro et n'atteint une fraction suffisante de son intensité maximum qu'au bout d'un temps déterminé par la capacité et la self-induction de ce circuit. On ne peut donc, sans dommage, appliquer n'importe quel interrupteur à n'importe quelle bobine.

INTERRUPTEUR WEHNELT. — Lorsque, dans le circuit d'un voltamètre, on introduit une force électromotrice assez considérable, les électrodes, si elles sont de petite dimension, peuvent s'échauffer beaucoup. En particulier une anode de platine rougit, d'où résulte une volatilisation et même une décomposition de l'eau et une interruption du courant. Avec des dimensions convenables des électrodes et une force électromotrice appropriée, la condensation de la vapeur d'eau ramène brusquement l'eau acidulée au contact de l'anode, le courant se rétablit, d'où nouvelle volatilisation de l'eau, nouvelle interruption, etc.

M. Wehnelt a fondé sur cette observation un interrupteur très rapide, pouvant donner jusqu'à 2000 interruptions par seconde, au lieu de 50 à 100 que donnent les interrupteurs à marteau, par exemple.

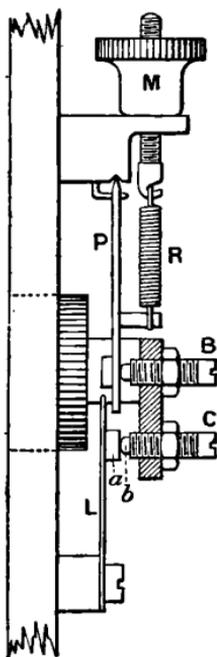
L'interrupteur Wehnelt est constitué soit par un vase de plomb, formant cathode, dans lequel pénètre une anode de platine, protégée par un tube de verre qui ne laisse libre qu'une longueur de quelques millimètres; soit par un simple ballon de verre, refroidi dans une cuve plus grande, et dans lequel plonge une cathode de fil de cuivre de 3^{mm} à 4^{mm} de diamètre et une anode en fil d'acier de 1^{mm} à 2^{mm}, toutes deux protégées par des tubes de verre, sauf au voisinage de leur extrémité; le liquide est de l'acide sulfurique à $\frac{1}{10}$.

RUPTEURS. — Dans les interrupteurs mécaniques ordinaires pour bobine d'induction (interrupteurs à marteau), l'inter-

ruption est produite par l'attraction d'un électro-aimant sur un contact (¹). Celui-ci ne quitte sa position d'équilibre qu'avec quelque lenteur, car la force attractive à laquelle il est soumis se trouve minimum quand le marteau, appuyé sur son butoir, est à la distance maximum de l'électro-aimant.

Dans les nouveaux appareils connus sous le nom de *rupteurs* [tel le rupteur Carpentier (*fig. 102*)] le marteau

Fig. 102.



proprement dit **L** est séparé de la vis de contact **C**, non par l'attraction directe de l'électro-aimant, mais par le choc brusque d'une palette **P**, très légère et complètement aperiodique, attirée par l'électro-aimant, et qui a déjà acquis une grande vitesse à l'instant où elle provoque la rupture du courant primaire.

On fait aujourd'hui très fréquemment usage d'interrupteurs à mercure qui, au lieu d'être automatiques comme l'interrupteur

(¹) Voir t. IV, 3^e fasc., p. 248 et suivantes.

teur de Foucault ⁽¹⁾, sont actionnés par un moteur électrique avec bielle et manivelle, tournant à une vitesse convenable. On peut ainsi obtenir 30 à 40 interruptions par seconde.

On atteint 150 interruptions à l'aide d'une petite turbine à mercure, en communication avec l'un des pôles du circuit primaire, qui projette un filet fin et continu de liquide sur la circonférence d'une roue dentée immobile en communication avec l'autre pôle du circuit primaire. Tout le système est plongé dans l'alcool.

AUTRES CONDITIONS DE LA BOBINE. — Revenons à la bobine d'induction réelle. M. Klingelfuss ⁽²⁾ a établi expérimentalement qu'il y aurait intérêt, au point de vue de la longueur de l'étincelle, à rapprocher, jusqu'à une certaine limite, la forme du circuit magnétique d'une bobine d'induction de celle d'un circuit fermé. En donnant à l'entrefer une longueur de 1^{cm} seulement, par l'addition de pièces polaires convenables, il a fait croître la longueur de l'étincelle d'une bobine en fer à cheval de 23^{cm} à 42^{cm}. Mais, si l'on ferme complètement le circuit, la longueur de l'étincelle diminue de nouveau.

Le même auteur a vérifié que la longueur de l'étincelle, pour un circuit primaire donné, varie, dans des limites très larges (de 6^{cm} à 100^{cm}), proportionnellement au nombre de tours du circuit secondaire, ainsi que l'on doit s'y attendre si l'on considère la bobine comme un transformateur. Mais, à mesure qu'on augmente le nombre de tours, il faut augmenter, en proportion, la puissance de l'isolement, sous peine de percer les bobines. Dans les bobines anciennes, de construction française, la longueur du secondaire était exagérée, relativement aux autres constantes de l'appareil.

Le nombre d'interruptions que l'on peut utilement produire par seconde, avec une longueur d'étincelle donnée, est d'autant plus grand que l'intensité maximum, dans le circuit primaire, est elle-même plus considérable; en effet, le temps nécessaire pour que l'intensité, dans ce circuit, passe de la

⁽¹⁾ Voir t. III, 3^e fasc., p. 248 et suivantes.

⁽²⁾ KLINGELFUSS, *loc. cit.*

valeur 0 à celle qui, par sa suppression, provoquera l'étincelle demandée est d'autant plus courte que cette intensité est une plus petite fraction de l'intensité maximum correspondant aux constantes du circuit. M. Walter (1) a également montré qu'il y a une valeur convenable pour la capacité primaire, au delà de laquelle cette capacité devient nuisible. La capacité optimum croît avec l'intensité du courant primaire. Enfin le même savant a prouvé que la forme du courant primaire, lors de son interruption, est une oscillation amortie à laquelle correspondent plusieurs décharges intermittentes du circuit secondaire; chaque oscillation complète produit une décharge, toujours dans le même sens.

LAMPES A INCANDESCENCE (2). — Rappelons que le rayonnement total des corps noirs est proportionnel à la quatrième puissance de la température absolue (3), mais que le maximum du rayonnement se déplace, à mesure que la température s'élève, vers les faibles longueurs d'onde (4). La proportion des radiations lumineuses dans le rayonnement total croît donc avec la température : il y a intérêt, au point de vue du rendement lumineux, à porter les lampes à incandescence à la température la plus haute que leur filament peut supporter sans se rompre. Il est vrai que, dans ces conditions, la *vie moyenne* des lampes diminue; mais leur prix est assez bas pour qu'il y ait encore avantage à les *pousser*.

L'expérience a conduit à constituer le filament par une âme en carbone amorphe, recouverte ou imprégnée d'un carbone obtenu par la dissociation d'un hydrocarbure à haute température et à faible pression. Ce filament n'est pas noir, mais d'un gris clair argenté.

Il y a en effet avantage à s'écarter de la condition des corps noirs pour obtenir un rayonnement électif dans lequel la proportion des rayons lumineux à température donnée soit la

(1) WALTER, *loc. cit.*

(2) Voir, sur ce sujet, un intéressant Mémoire de M. Bainville (*Bulletin de la Soc. intern. des Électriciens*, mai 1905).

(3) Voir ci-dessus, p. 9.

(4) Voir ci-dessus, p. 11.

plus forte possible. L'emploi de corps luminescents serait particulièrement avantageux. Malheureusement, les essais, pour imprégner le filament de carbone des oxydes auxquels le bec Auer (1) doit ses propriétés, sont demeurés sans résultat pratique.

Les métaux réfractaires, tels que le platine, possèdent un pouvoir réflecteur qui décroît avec la longueur d'onde (2). Leur pouvoir émissif, complémentaire du pouvoir réflecteur, est donc électif dans le sens voulu. Mais, d'une part, la fusibilité du platine ne permet pas de le porter à des températures aussi élevées que le carbone et, d'autre part, la résistivité du métal étant beaucoup plus petite, il faudrait donner au filament un trop faible diamètre pour le porter à l'incandescence dans les conditions ordinaires de l'emploi des lampes.

LAMPES A L'OSMIUM ET AU TANTALE. — On peut avoir recours à des métaux plus réfractaires que le platine.

Le filament d'osmium, employé par M. Auer, provient de la réduction, par le charbon, de l'acide osmique. L'osmium réduit, aggloméré et filé à la presse, est chauffé au blanc dans une atmosphère contenant de la vapeur d'eau. On le soude, à l'arc électrique, sur des attaches de platine. Le filament devient mou à la température à laquelle il doit être porté : il est ancré à l'intérieur de l'ampoule par un système de supports appropriés.

Le tantale des lampes Siemens et Halske est obtenu en réduisant par le sodium ou le potassium le fluotantalate de potasse. Le métal réduit est fondu dans le vide à plusieurs reprises. Il possède la couleur et la dureté de l'acier. Sa résistance à la rupture est très grande et sa résistivité électrique est double de celle du platine. Le filament employé n'a que 0^{mm},05 de diamètre : il peut être porté à une très haute température, mais il se ramollit à plusieurs centaines de degrés avant de fondre, d'où la nécessité de l'enrouler sur des supports appropriés.

(1) Voir ci-dessus, p. 29.

(2) Voir ci-dessus, p. 49.

La consommation d'énergie des lampes courantes à filaments de carbone est de 3,5 à 5 watts par bougie; mais il semble possible de l'abaisser à 2,5 watts. La lampe à l'osmium consomme de 2,4 à 2 watts par bougie; enfin la lampe au tantale 1,5 watts seulement.

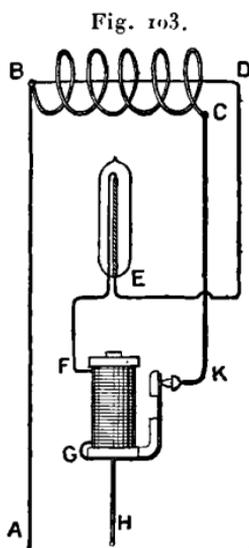
LAMPE NERNST. — Dans les lampes à incandescence communes, le courant traverse un filament de charbon maintenu dans un vide aussi parfait que possible. La résistance du charbon croît à mesure que la température s'élève et, par suite, l'énergie $\frac{E^2}{r}$ dépensée par la lampe, placée en dérivation sur une force électromotrice constante E , diminue quand la température s'élève.

M. Nernst a eu l'idée de remplacer le charbon par un corps incombustible, présentant, comme le charbon, un pouvoir émissif considérable; on évite ainsi la nécessité de maintenir le vide autour du filament incandescent. Certains oxydes métalliques, tels que la magnésie, remplissent ces conditions; mais ces corps, appartenant à la catégorie des électrolytes, ne deviennent conducteurs qu'à une température élevée et alors leur conductivité, à l'inverse de celle du charbon, croît à mesure que la température s'élève.

L'énergie $\frac{E^2}{r}$ consommée croît aussi, ce qui est une condition défectueuse pour la conservation de la lampe. Pour bien fonctionner, celle-ci devra comporter un mécanisme accéssoire capable : 1° de porter le filament d'oxyde à la température à laquelle il livrera passage au courant (allumage) et 2° de régler désormais l'intensité du courant entre certaines limites.

La figure 103 représente ces dispositions. Le corps incandescent est un bâtonnet de magnésium BD . Autour de ce bâtonnet s'enroule une spirale C de fil de platine qui, à l'origine, reçoit tout le courant par KCB . La chaleur rayonnée par le platine chauffe suffisamment le bâtonnet pour qu'il devienne conducteur. Dès lors une partie notable du courant se dérive en $GFDBA$ à travers le bâtonnet, par l'intermédiaire

d'un petit électro-aimant FG (dont la fonction est de rompre le circuit du fil de platine) et d'une résistance métallique E, dite *de compensation*. Quand le courant augmente d'intensité et que, par conséquent, la température du système s'élève,



la résistance de compensation augmente, tandis que la résistance du bâtonnet diminue. Le réglage peut être tel que la résistance du système demeure à peu près invariable.

Le bâtonnet est formé d'oxyde de zirconium intimement mêlé à d'autres oxydes de terres rares extraits de la gadolinite. A l'aide d'agglomérants, on en fait une pâte plastique, que l'on file à la presse et que l'on porte ensuite à une température suffisante pour chasser l'agglomérant.

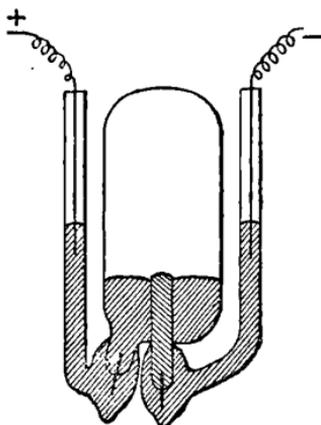
La résistance E est constituée par un fil de fer de 0^{mm},06 de diamètre chauffé dans l'hydrogène.

Malgré l'inconvénient d'une période d'allumage de durée notable, la lampe Nernst, très riche en radiations, est une source de lumière très belle et qui rend déjà de grands services dans les laboratoires et dans l'industrie.

ARC AU MERCURE. — Une source de lumière très appréciée dans les laboratoires est l'arc au mercure dans le vide, imaginé par Arons.

Sous la forme que lui ont donnée MM. Pérot et Fabry (1), c'est une ampoule de verre d'assez grand volume, dans laquelle on a fait le vide de Crookes (*fig. 104*). Elle renferme

Fig. 104.



un tube central de verre, isolant le mercure qu'il contient de celui du reste de l'ampoule. Le mercure affleure à l'extrémité du tube; il suffit donc de lui communiquer une trépidation pour établir, momentanément, une communication électrique entre les deux mercures. Le pôle positif d'une batterie d'une trentaine de volts est mis en relation avec le mercure extérieur, le pôle négatif avec l'intérieur. L'intensité du courant doit être réglée vers 3 ou 4 ampères et l'intensité lumineuse équivaut à 1 carcel.

La lumière très fixe, d'un beau blanc bleuâtre, présente quatre raies brillantes très intenses, deux dans le jaune, une dans le bleu et une dans le violet. Ces raies ont une intensité suffisante pour être employées en spectrophotométrie comme sources monochromatiques. Leurs longueurs d'onde en $\mu\mu$ sont respectivement :

$$579,06595, \quad 576,95984, \quad 546,07424, \quad 435,8345.$$

(1) PÉROT et FABRY, *Sources de lumière monochromatiques* (*Journal de Physique*, 3^e série, t. IX, 1900, p. 379).

Pour éliminer la raie verte et la raie violette on emploie une cuve de quelques millimètres d'épaisseur contenant une dissolution d'éosine; on élimine les raies jaunes avec une solution saturée de chlorure de didyme, ou la raie violette avec une solution de chromate neutre de potasse. La superposition de cuves contenant ces deux derniers absorbants ne laissera passer que la raie verte.

L'arc, au mercure, produit dans une enveloppe de silice fondue, au lieu de verre, est une source extrêmement intense de radiations ultra-violettes, dont la longueur d'onde s'étend jusqu'à $254\mu\mu$ (1).

Sous la forme que donne à cet appareil M. Heraeus, le mercure est contenu dans deux ampoules superposées et munies de radiateurs en fer, pour abaisser leur température quand l'arc est établi. Les deux ampoules sont réunies par un tube en Σ d'une quinzaine de centimètres de long. Une spirale de platine, enroulée sur un cylindre isolant, est destinée à échauffer le mercure inférieur, au début de l'expérience, jusqu'à ce que les vapeurs de mercure chassent une colonne de liquide dans le tube en Σ et établissent ainsi une communication entre les deux mercures. Aussitôt l'arc jaillit et, par un dispositif assez analogue à celui de la lampe Nernst, le courant se trouve supprimé dans la résistance métallique; il n'est plus fermé que par l'arc. Celui-ci acquiert une longueur suffisante pour remplir tout le tube en Σ et n'absorbe pas plus de 1,5 ampère, sous 110 volts.

On peut encore utiliser l'arc dans le vide, entre divers métaux, grâce à une disposition imaginée par MM. Pérot et Fabry (2). L'arc est alors intermittent. Il jaillit entre une pièce du métal à étudier, portée par une pince et formant le pôle positif d'une part, et une sorte de doigt de fer, recouvert d'une feuille du même métal, formant le pôle négatif, d'autre part. Un ressort appuie le doigt contre le métal. Dès qu'un courant passe, l'arc jaillit, le doigt est repoussé et l'arc s'in-

(1) PFLÜGER, *Physik. Zeitsch.*, t. V, p. 414; LADENBURG, *Ibid.*, 1904, p. 525 et 556.

(2) PÉROT et FABRY, *loc. cit.*

terrompt, puis se rallume, etc. On obtient ainsi les raies de l'argent, du cuivre, etc.

LAMPE A MERCURE DE M. COOPER HEWITT (1). — L'arc au mercure est aussi susceptible d'applications industrielles. M. Cooper Hewitt constitue sa lampe à mercure par un tube large, de 1^m,50 de long, contenant à une de ses extrémités une anode de fer, à l'autre une cathode de mercure. On a fait, dans ce tube, le vide de Crookes et l'on produit l'amorçage en inclinant le tube de telle sorte que le mercure, coulant jusqu'à l'anode, établisse un court-circuit.

Une fois ionisée, la vapeur de mercure est très conductrice. M. Cooper Hewitt a pu faire passer jusqu'à 100 ampères sous une différence de potentiel de 8 volts seulement, à travers un tube à vapeur de mercure de 20^{cm} de diamètre.

D'après M. Cooper Hewitt, la plus grande partie de la différence de potentiel, dans un arc électrique quelconque, est localisée au voisinage de la cathode; mais, si les conditions sont telles que la surface de la cathode se désagrège et se renouvelle sans cesse, la *répugnance cathodique* est vaincue et désormais l'arc continue à jaillir avec une faible chute de potentiel à la cathode. La supériorité de l'arc au mercure tiendrait essentiellement à ce que, sous l'influence du courant, le mercure de la cathode, constamment volatilisé et recondensé sur les parois du tube, fournit toujours une surface cathodique en état de désagrégation.

A mesure que la température s'élève, la pression de la vapeur de mercure augmente et, à partir d'une certaine limite qu'il ne faut pas atteindre, la luminosité cesse de remplir toute la section du tube. La pression la plus favorable au bon fonctionnement de la lampe est de 2^{mm} environ et correspond à une température de 140°. On emploie, d'ordinaire, un courant de 3,5 ampères, sous 150 volts; la dépense d'énergie tombe au chiffre infime de 0,45 watt par bougie.

On corrige ce que la lumière de l'arc au mercure a de

(1) Voir à ce sujet un Mémoire de M. Maurice Leblanc (*Bulletin de la Soc. intern. des Électriciens*, mai 1905)

désagréable, au point de vue de l'éclairage des lieux habités, en recouvrant le tube d'une étoffe fluorescente de couleur pourprée.

SOUPAPE A MERCURE. — Le dispositif de la lampe à mercure de M. Cooper Hewitt peut être utilisé comme soupape, pour ne livrer passage qu'à des courants de sens déterminé. En effet, si l'électrode de mercure est cathode, il suffit d'un faible voltage, 14 volts par exemple, pour que le courant passe. Si l'électrode de fer est cathode, le courant ne peut être amorcé que par un voltage beaucoup plus élevé que nous désignerons par V .

Cela posé, soit une force électromotrice alternative $A \sin \omega t$, A étant inférieur à V , mais supérieur à 14 volts; pendant la demi-période où le mercure est anode, le tube ne livrera passage à aucun courant. On voit donc qu'on pourra charger des accumulateurs, à travers le tube, à l'aide d'une force électromotrice alternative. Deux tubes de Cooper Hewitt, disposés en dérivation, mais en sens inverse, permettront de charger deux batteries d'accumulateurs en utilisant séparément les deux phases de la force électromotrice alternative.

FIN DU TROISIÈME SUPPLÉMENT.

TABLE DES MATIÈRES

DU TROISIÈME SUPPLÉMENT.

RADIATIONS.

CHAPITRE PREMIER.

Émission des corps noirs. — Pression de radiation.

	Pages.
Émission et absorption.....	1
Réalisation objective du corps idéalement noir.....	5
Appareils modernes pour l'étude de la chaleur rayonnante.....	6
Microradiomètre.....	8
Lois expérimentales du rayonnement des corps noirs.....	9
I. Loi de Stefan.....	9
Mesure absolue de la constante de la loi de Stefan.....	10
II. Loi du déplacement de Wien.....	11
III. Répartition de l'énergie dans le spectre du corps noir.....	14
Émission du platine poli et des corps noirs réels.....	16
<i>Pression de radiation</i>	18
Pression exercée par la radiation.....	18
Valeur de la pression de radiation.....	20
Signification théorique de la loi de Stefan.....	23
Expériences de M. Lebedef.....	24
Expériences de MM. Nichols et Hull.....	26
Importance de la pression de radiation au point de vue cosmique.	27

CHAPITRE II.

Émission des gaz.

<i>Incandescence et luminescence</i>	29
Rayonnement des solides dans les flammes. Bec Auer.....	29

	Pages.
Incandescence et luminescence des gaz.....	30
Emploi des flammes.....	32
Emploi d'une énergie électrique.....	32
Fluorescence des gaz.....	34
Conclusions.....	34
<i>Lois de répartition des raies dans les spectres</i>	34
Formule de Balmer.....	35
Spectres à séries convergentes ou du type I.....	36
Autres spectres.....	37

CHAPITRE III.

Spectre infra-rouge. — Dispersion.

<i>Limites du spectre</i>	39
Rayons de Schumann.....	39
Rayons N.....	40
Rayons restants.....	41
Analogie des rayons restants et des ondes hertziennes.....	45
Représentation graphique du spectre.....	46
<i>Transparence et pouvoir réflecteur des métaux</i>	47
Expériences de MM. Hagen et Rubens.....	47
Étude spéciale du pouvoir réflecteur dans l'infra-rouge.....	50
Pouvoir émissif des métaux pour les grandes longueurs d'ondes.....	54
Dispersion des métaux.....	55
<i>Retour sur les théories de la dispersion</i>	56
Formules diverses.....	56
Forme des courbes de dispersion prévues par la formule de Ketteler.....	62
Dispersion anormale de la vapeur de sodium.....	66
Dispersion anormale du quartz.....	68
Cas particulier des substances transparentes.....	68

CHAPITRE IV.

Ondes hertziennes. — Télégraphie sans fils.

Étude des ondes hertziennes.....	71
Polarisation, polarisation rotatoire.....	72
Absorption des ondes électriques par différents milieux.....	73
Indices vrais et apparents.....	75
Dispersion électrique.....	77

TABLE DES MATIÈRES.

401

	Pages.
Oscillations électriques d'ordre supérieur.....	79
Mesure de l'intensité des courants alternatifs de haute fréquence.....	83
Radioconducteurs ou cohérences.....	85
Théorie des cohérences.....	87
Détecteurs magnétiques d'ondes hertziennes.....	90
État actuel de la télégraphie sans fil.....	92
<i>a.</i> Émission.....	92
<i>b.</i> Propagation de l'énergie.....	94
<i>c.</i> Réception des signaux.....	94
Rôle possible des ondes hertziennes dans la Physique cosmique.....	96

ÉLECTRICITÉ.

CHAPITRE V.

**Effet électromagnétique de la convection électrique.
Étude expérimentale du magnétisme.**

Effets électromagnétiques de la convection.....	99
Expériences de MM. Crémieu et Pender.....	100
Expériences de M. Vasilescu-Karpen.....	107
Interprétation du phénomène de Zeeman.....	108
Absorption de la lumière dans un champ magnétique.....	111
<i>Étude expérimentale du magnétisme</i>	112
Étude micrographique des aciers.....	112
Magnétostriiction.....	116
Perméamètres.....	120

CHAPITRE VI.

Courants alternatifs et polyphasés.

Mesure de l'énergie absorbée dans un appareil à courants alternatifs.....	122
Fréquence-mètre de Kempf.....	123
Ondographe.....	123
Oscillographes de M. Blondel.....	125
Analyse d'un courant alternatif.....	128

J. et B., 3^e suppl.

26

	Pages.
Représentation graphique des courants alternatifs.....	133
Production des courants polyphasés.....	134
<i>a.</i> Courants diphasés.....	134
<i>b.</i> Courants triphasés.....	136
Champs tournants produits par les courants polyphasés.....	137
Moteurs asynchrones à courants polyphasés.....	139
Transformation des courants polyphasés.....	142
Commutatrices.....	145

CHAPITRE VII.

Électrolyse.

Application des principes de la thermodynamique à l'électrolyse.....	150
Piles de concentration.....	152
Couples de concentration à amalgames.....	155
Accumulateurs au plomb.....	155
Variation de la force électromotrice de polarisation avec la pression.....	156
Valeur de la force électromotrice de polarisation.....	157
Irréversibilité réelle de la polarisation.....	158
Expériences de M. Rothé. Emploi de l'oscillographe.....	159
Dissymétrie de la polarisation cathodique et anodique.....	159
Continuité de la polarisation et de l'électrolyse.....	162
Électrodes d'or et de palladium.....	163
Électrodes de mercure.....	164
Électrolyse apparente ou avancée.....	166
Phénomène dit <i>de la demi-décomposition de l'eau</i>	167

CHAPITRE VIII.

Théorie des ions. — Théorie de Nernst.

Confirmations apportées à la théorie ionique de l'électrolyse par l'étude de la conduction des gaz.....	169
Propriétés additives dans les dissolutions très étendues.....	170
Équilibre au sein de dissolutions électrolytiques.....	173
Dissociation électrolytique de l'eau.....	177
Explication de la neutralisation réciproque des acides et des bases.....	178
Objection tirée du phénomène de la diffusion.....	178
Diffusion des non-électrolytes.....	179

TABLE DES MATIÈRES.

403

	Pages.
Grandeur du frottement à l'intérieur des non-électrolytes	180
Diffusion des électrolytes	182
Différence de potentiel entre deux dissolutions d'un même électrolyte	187
Différence de potentiel entre deux électrolytes différentes	188
Grandeur du phénomène de Hall dans les électrolytes	188
Théorie de Nernst. Tension de dissolution	190
La précipitation des métaux	192
Calcul des forces électromotrices	192
Théorie de la pile	194
Piles de concentration	195
Piles à gaz	197
Théorie de l'électrolyse	198
Particularités du phénomène de la polarisation	200

IONISATION.

CHAPITRE IX.

Condensation de la vapeur d'eau autour de noyaux électrisés.

Comment se produit la condensation d'une vapeur	203
Expériences de Reinold et Rucker	204
Équilibre d'une goutte liquide électrisée	206
Expériences de R. von Helmholtz	209
Expériences de C.-T.-R. Wilson	209
Influence des poussières	211
Marche d'une expérience	211
Existence de centres chargés ou <i>ions</i> dans l'air normal	212
Différence de propriétés des ions des deux signes	215
Détermination du nombre absolu des ions dans un centimètre cube	216

CHAPITRE X.

Propriétés générales des gaz conducteurs ou ionisés.

Propriétés générales des gaz conducteurs	218
Courant de saturation	219
Recombinaison des ions	221

	Pages.
Diffusion des ions.....	223
Mobilité des ions.....	226
Méthodes directes.....	232
Mesure de la charge absolue d'un ion.....	235

CHAPITRE XI.

Mouvement des ions.

Mouvement d'un ion dans un champ magnétique.....	237
Action simultanée d'un champ électrique et d'un champ magnétique.....	239
Application aux rayons cathodiques.....	241
Autres cas de production d'ions négatifs.....	243
Cas des ions positifs.....	244
Détermination de la charge absolue d'un ion.....	246
Nombre des molécules d'un gaz.....	249
Masse d'une molécule d'hydrogène.....	249
Masse d'un corpuscule.....	250

CHAPITRE XII.

Cas divers d'ionisation.

<i>Ionisation par les solides incandescents</i>	251
Ionisation dans le vide.....	252
Nature des ions émis.....	253
Ionisation dans un gaz.....	254
Dimensions des ions positifs émis par les corps chauds.....	255
<i>Ionisation par les flammes</i>	256
Flammes contenant des vapeurs salines.....	257
Vitesse des ions dans les gaz des flammes.....	259
Courant maximum que peut transporter la vapeur d'un sel.....	260
Effet de Hall dans les flammes chargées de sel.....	261
<i>Ionisation par le phosphore</i>	262
Expériences de M. E. Bloch.....	262
Manomètre à bulle.....	263
Existence d'un courant de saturation. Mobilité des ions du phosphore.....	264
Nature des ions du phosphore.....	265
Conductivité des gaz récemment préparés.....	266

CHAPITRE XIII.

Radioactivité.

	Pages.
Propriétés des corps radioactifs	268
Substances radioactives.....	269
Radium.....	270
Polonium	272
Actinium.....	272
Étude générale de l'émanation.....	273
Radiations secondaires provoquées par les corps radioactifs....	276
Étude du rayonnement direct.....	278
Étude des rayons β	279
Variation de $\frac{e}{m}$ avec la vitesse de projection. Expériences de M. Kaufmann.....	282
Énergie magnétique d'une particule électrisée en mouvement ...	282
Accroissement apparent de la masse d'un corps électrisé en mou- vement.....	284
Absorption par la matière des rayons cathodiques et des rayons β .	286
Les rayons α	288
Spinthariscopes	290
Absorption des rayons α par la matière.....	291
Les rayons γ	291
Retour sur les propriétés de l'émanation.....	292
Radioactivité induite.....	296
Uranium X.....	298
Thorium X.....	299
Phénomènes calorifiques.....	299

CHAPITRE XIV.

Constante diélectrique et cohésion diélectrique des gaz.

<i>Les gaz envisagés comme diélectriques</i>	301
Expériences de M. Boltzmann.....	302
Expériences de M. Klemenčič	303
Effet de la pression	305
Comparaison des constantes diélectriques à l'état liquide et à l'état gazeux.....	305

	Pages.
<i>Limites de l'état diélectrique</i>	307
Décharge disruptive.....	307
Expériences de Faraday	308
Méthode de M. Bouty	309
Champ critique et luminescence	311
Lois expérimentales du champ critique.....	312
Cohésion diélectrique.....	314
Influence des bords du condensateur et de l'effet diélectrique de la paroi.....	315
Cas de la vapeur d'eau	316
Vapeurs diverses	316
Cohésion diélectrique et température.....	317
Cohésion diélectrique des mélanges.....	320
Cas particulier de l'argon.....	321
Cohésion diélectrique de la vapeur de mercure	322
Champs critiques à basse pression. Influence des parois	323
Passage de l'électricité à travers des couches gazeuses de grande épaisseur.....	325

CHAPITRE XV.

Étude de l'étincelle.

Effluve et étincelle.....	328
Expériences de M. Carr.....	329
Loi de Paschen	332
Potentiel minimum d'étincelle.....	334
Cas des très petites étincelles.....	334
Cohésion diélectrique d'après les potentiels explosifs.....	335
Influence de la nature des électrodes.....	336
Retard de la décharge.....	337
Potentils explosifs statique et dynamique.....	337
Constitution de l'étincelle. Expériences de MM. Schuster et Hemsalech.....	337
Effet de la self-induction.....	342
Pression dans l'étincelle. Expériences de Töpler, de Wood et de Haschek et Mache.....	342
Décharge par une pointe. Mesure de la vitesse des ions émis....	346
Mesure du potentiel minimum.....	348
Vent électrique.....	349

CHAPITRE XVI.

Théorie de la décharge dans les gaz raréfiés.

	Pages.
Généralités.....	351
Aspect général de la décharge dans les tubes à gaz raréfié.....	352
Variation du champ sur le trajet de la décharge.....	353
Champ au voisinage de la cathode.....	356
Espace sombre de Crookes et auréole négative.....	357
Espace sombre de Faraday.....	358
Colonne positive.....	358
Chute de potentiel anodique.....	359
Effet d'un étranglement.....	359
Distribution des températures le long de la décharge.....	359
Action du champ magnétique sur les différentes parties de la décharge.....	360
Désagrégation de la cathode.....	361
<i>Théorie de la décharge</i>	362
Principe de la théorie de J.-J. Thomson.....	362
Explication de l'apparence générale de la décharge dans les gaz raréfiés.....	364
Explication de l'effet des étranglements.....	366
Effet de la pression.....	366
Effet de la température.....	367
Spectre de lignes et spectre de bandes.....	369
Action du champ magnétique.....	370

CHAPITRE XVII.

Instruments divers. — Applications de l'électricité.

Stato-voltmètre.....	371
Emploi du manganin pour les boîtes de résistance.....	372
Ampèremètres et voltmètres.....	373
Galvanomètres de précision.....	373
Wattmètres.....	374
Compteurs d'énergie.....	374
<i>a.</i> Compteurs moteurs ordinaires.....	375
<i>b.</i> Compteurs à champ tournant.....	376
<i>c.</i> Compteurs oscillants.....	378
Étude des courants microphoniques.....	379

	Pages.
Télégraphe multiplex de Mercadier.....	381
Télégraphone	384
La bobine d'induction.....	385
Interrupteur Wehnelt.....	387
Rupteurs	387
Autres conditions de la bobine	389
Lampes à incandescence.....	390
Lampes à l'osmium et au tantale.....	391
Lampe Nernst.....	392
Arc au mercure	393
Lampe à mercure de M. Cooper Hewitt.....	396
Soupape à mercure.....	397



TABLE DES MATIÈRES,

PAR ORDRE ALPHABÉTIQUE,

DU TROISIÈME SUPPLÉMENT.

- Absorption de la chaleur, 1; des ondes hertziennes, 73; de la lumière dans un champ magnétique, 111.
- Accumulateurs, 155.
- Acétique (Acide), 175.
- Acétone, 317.
- Acétylène, 334.
- Acier, 49, 50, 54, 55, 114 à 116; au nickel, 113, 116; magnétostriction, 116 à 120; étude micrographique, 112.
- Actinium, 270, 272, 273, 279.
- Additives (Propriétés) dans les électrolytes, 170.
- Aigrettes, 213.
- Aimantation et effets mécaniques, 119.
- Air, 223, 225, 231, 248, 249, 287, 291, 304, 315, 319, 329, 334, 336, 356, 357; existence d'ions dans l'air normal, 212.
- Alcool amylique, 73, 78; allylique, 78; éthylique, 45, 73, 78, 306, 317; méthylique, 306, 317; propylique, 78.
- Aldéhyde, 73.
- Alliages, 49, 50, 52, 53, 54.
- Aluminium, 287, 288, 340; ion aluminium, 199.
- Amalgames, 155.
- Ammoniaque, 356, 357.
- Ampèremètres, 373.
- Anodique (Chute de potentiel), 359.
- Arc au mercure, 393 à 397.
- Argent, 48, 49, 50, 52, 53, 54, 151, 288, 361; ion argent, 199; chlorure d'argent, 45; iodure d'argent, 200.
- Argon, 321.
- Asynchrones (Moteurs), 139.
- Auréole négative, 352, 357; de la décharge, 341.
- Aurores polaires, 97, 98.
- Azote, 334, 356; protoxyde d'azote, 304, 306, 334.
- Bec Auer, 29, 30, 391.
- Benzine ou benzène, 45, 70, 73, 78, 306, 317.
- Bismuth, 52, 53, 54, 55, 340.
- Bobine d'induction, 385, 389.
- Bois, 73, 287.
- Boîtes de résistance, 372.
- Bolomètre, 7.
- Brome (Ion), 171, 199.
- Butyrique (Acide), 75.
- Cadmium, 340, 361; ion cadmium, 199.
- Cæsium, 259.
- Canaux (Rayons), 244, 245.
- Caoutchouc, 45.
- Capillarité, 204.
- Carbone (Ions émis par le), 254; oxyde de carbone, 304; sulfure de carbone, 45, 70, 73, 76, 223, 304, 306, 317.
- Carbonique (Anhydride ou acide), 223, 225, 231, 248, 249, 291, 304, 306, 334, 336.
- Carton, 288.
- Cathode (Désagrégation de la), 361.

- Cathodique (Chute de potentiel), 356; répugnance cathodique, 396; corpuscules cathodiques, 110; rayons cathodiques, 241; leur identité avec les rayons du radium, 282.
- Cémentite, 114.
- Chaleur rayonnante, *voir* absorption, émission, spectre infrarouge; chaleur dégagée par le radium, 299.
- Champ électrique : son action sur la décharge, 239.
- Champ magnétique : son action sur les ions, 237, 239; sur la décharge, 359. — Champs tournants, 137; compteurs à champ tournant, 376.
- Chlore, 223; ion chlore, 171, 199.
- Chlorhydrique (Acide), 161, 186, 187, 223.
- Cobalt (Ion), 199.
- Coercitif (Pouvoir) ou force coercitive, 114.
- Cohéreur, 85; théorie, 87.
- Cohésion diélectrique, 315, 317, 318, 335.
- Comètes (Queue des), 28.
- Commutatrices, 145.
- Compteurs d'énergie, 374 à 379; compteurs moteurs; 375; à champ tournant, 376; oscillants, 378.
- Condensation de la vapeur autour de noyaux électrisés, 203.
- Conductivité des gaz, 212, 218, 301; gaz récemment préparés, 266.
- Constantan, 52, 53, 54, 55.
- Convection : calorifique, 25; électrique, son action électromagnétique, 99.
- Corpuscule (Masse d'un), 250.
- Courants : de haute fréquence, 83; alternatifs et polyphasés, 122; diphasés, 133; triphasés, 136; transformations des courants polyphasés, 142; leur représentation graphique, 133.
- Couronne solaire, 97, 98.
- Critiques (Champs) et luminescence, 311; lois, 312; champs critiques à basse pression, 323; cas des couches épaisses, 325.
- Cuivre, 48, 49, 50, 52, 53, 54, 288, 292, 361; ion cuivre, 199.
- Daniell (Élément), 200.
- Décharge disruptive, 307 à 370. — Aspect, 352; théorie, 362 à 370; variation du champ sur le trajet de la décharge, 353; distribution des températures, 359; action du champ magnétique, 360, 370; décharge par les pointes, 346; *voir* étincelle, effluve.
- Demi-décomposition de l'eau, 167, 168.
- Dépéridition de l'électricité, 214.
- Densités, 171.
- Détecteurs magnétiques, 90.
- Diélectriques : Gaz considérés comme diélectriques, 301; constantes diélectriques à l'état liquide et gazeux, 305; cohésion diélectrique, 315; et température, 317, 367; et potentiels explosifs, 335; cohésion des mélanges, 318.
- Diffusion, 178; non électrolytes, 179; électrolytes, 182.
- Dispersion, 39; des métaux, 55; de la vapeur de sodium, 66; du quartz, 67, 68; des substances transparentes, 68; dispersion électrique, 77; théorie de la dispersion, 56.
- Disruptive (Décharge), 307.
- Dissociation (Degré de), 174.
- Eau, 45, 75, 78; demi-décomposition, 167; dissociation électrolytique, 177; constante diélectrique, 306, 317; vapeur d'eau, 316, 356, 357.
- Ébonite, 287.
- Effluve, 321, 328; *voir* décharge disruptive.
- Électrochimique (Équivalent), 151.

- Électrolyse, 150 à 201; application des principes de la thermodynamique, 150; continuité de la polarisation et de l'électrolyse, 162; électrolyse apparente ou avancée, 166; normale, 187; théorie de l'électrolyse, 198.
- Électrolytes, 150; diffusion, 182; différence de potentiel entre électrolytes, 187, 188; phénomène de Hall dans les électrolytes, 188. — Non électrolytes : frottement intérieur, 180; diffusion, 179.
- Électrons, 108, 110.
- Électrostriction, 116.
- Émanation, 269, 273, 292.
- Émission calorifique, 1; des gaz, 29; des métaux, 54.
- Énergie libre, 151; énergie magnétique d'une particule électrisée en mouvement, 282.
- Équilibre : des dissolutions électrolytiques, 173; d'une goutte électrisée, 206.
- Équivalent électrochimique, 151.
- Étain, 288, 292, 361.
- Éther, 73, 78, 304, 306, 317; éthers-sels, 78.
- Éthyle (Chlorure d'), 304; bromure, 73, 304; formiate, 306, 317; propionate, 306, 317.
- Éthylène, 304.
- Étincelle, 328; constitution, 337; étincelle continue et oscillante, 341; effet de la self-induction, 342; **pression** dans l'étincelle, 342; petites étincelles, 334; *voir* décharge disruptive et effluve.
- Excitateurs d'ondes hertziennes, 80.
- Expériences : de MM. Crémieu et Pender, 100; de M. Vasilescu-Karpen, 107; de MM. Reinold et Rucker, 204; de R. von Helmholtz, 209; de C.-T.-R. Wilson, 209; de Kaufmann, 282; de Boltzmann, 302; de Klemenčič, 303; de Faraday, 306; de Carr, 329.
- Explosif (Potentiel), 333; minimum, 334; potentiel explosif et cohésion diélectrique, 335; influence de la nature des électrodes, 336.
- Fer, 288, 292, 361; magnétostriction, 116 à 120; fer α , β , γ , 114 à 116; ion fer, 199.
- Flammes : flammes oxydante et réductrice, 29, 32; ionisation par les flammes, 213, 256; flammes contenant des vapeurs salines, 259, 260.
- Flint, 70.
- Fluorescence des gaz, 34.
- Fluorine ou spath fluor, 43, 45, 70.
- Formique (Acide), 317.
- Formules : de Balmer, 35; de dispersion, 56; de Ketteler, 61, 62.
- Fréquence-mètre, 123.
- Frottement intérieur dans les non électrolytes, 110.
- Galvanomètres, 373.
- Gaz : émission calorifique, 29; fluorescence des gaz, 34; gaz ionisés, 212, 218 à 370; nombre de molécules d'un gaz, 249; conductivité des gaz récemment préparés, 266; gaz envisagés comme diélectriques, 301 à 306. — Gaz raréfiés, *voir* décharge disruptive, Geissler (tubes de), cohésion diélectrique.
- Gaz d'éclairage, 291.
- Geissler (Tubes de), 351 à 362.
- Glycérine, 78, 79.
- Gutta-percha, 45.
- Harmoniques des vibrations hertziennes, 79.
- Hélium, 334, 356; produit aux dépens du radium, 295.
- Hertziennes (Ondes), 71; polarisation, 72; absorption, 73.
- Hydrogène, 223, 225, 248, 249, 259, 287, 291, 304, 313, 317, 334, 336, 356, 358; ion hydrogène, 199; masse d'une molécule d'hydrogène, 249.

- Incandescence, 2.
 Indices de réfraction, 172; indices vrais et apparents, 75.
 Indium, 361.
 Infra-rouge (Spectre), 39.
 Instruments divers, 371.
 Interrupteurs, 387.
 Iode (Ion), 171, 199.
 Ionisation : par les solides incandescents, 251 à 256; par les flammes, 256 à 261; par le phosphore, 262 à 266. — Gaz ionisés, 218.
 Ionoplastie, 48, 361.
 Ions : théorie des ions électrolytiques, 169; ion-gramme, 183; transport des ions, 186. — Ions des gaz, 212, 214; ions des deux signes, 215; nombre des ions, 216; recombinaison des ions, 221; durée d'existence, 222; diffusion, 223; mobilité, 226, 264; mouvement des ions dans un champ magnétique, 237; magnétique et électrique, 239; charge d'un ion, 235, 246; production d'ions négatifs, 243; positifs, 244; dimension des ions émis par les corps chauds, 255.
 Isoioniques (Dissolutions), 177.
 Jigger, 95, 96.
 Krupp, 85.
 Lampes : à incandescence, 390, 391; à l'osmium et au tantale, 391; de Cooper Hewitt, 396; de Nernst, 392.
 Ligne artificielle, 383.
 Lithium, 259.
 Lois : du rayonnement des corps noirs, 9; loi de Stefan, 9; sa signification théorique, 23; mesure de la constante de la loi de Stefan, 10; lois de Wien, 11; loi de Guldberg et Waage, 174; loi de Fick, 180; lois du champ critique, 312; loi de Paschen, 326, 332.
 Luminescence, 2; luminescence et champ critique, 311.
 Magnalium, 49, 50.
 Magnésium (Ion), 199.
 Magnétique (Champ), *voir* champ magnétique.
 Magnétisme (Étude expérimentale du), 99, 112 à 120.
 Magnétostriction, 116.
 Manganèse (Ion), 199.
 Manganin, 372.
 Manomètre à bulle, 263.
 Marais (Gaz des), 304.
 Martensite, 116.
 Masse : d'une molécule d'hydrogène, 249; d'un corpuscule, 250; apparente d'une particule électrisée en mouvement, 284.
 Mélanges (Cohésion diélectrique des), 318, 319.
 Mercure, 164, 292; ion mercure, 199; vapeur de mercure, 322, 356, 369; spectres du mercure, 394; iode de mercure, 200.
 Mesure : de la constante de la loi de Stefan, 10; de l'intensité des courants de haute fréquence, 83.
 Métaux : transparence et pouvoir réflecteur, 47; pouvoir émissif, 54; dispersion, 55.
 Méthodes : des trois voltmètres, 122; des stries (*Schlierenmethode*), 342; méthodes de M. Bouty, 309.
 Méthyle (Acétate de), 306, 317; formiate de méthyle, 306, 317.
 Mica, 45, 287.
 Microphoniques (Courants), 379.
 Microradiomètre, 8.
 Molécule (Masse d'une), 249; nombre des molécules d'un gaz, 249.
 Monotéléphone, 381.
 Moteurs asynchrones à courants polyphasés, 139.

- Nébuleuses, 98.
- Neutralisation des acides et des bases, 178.
- Nickel, 49, 50, 52, 53, 116, 361; magnétostriction, 116 à 120; ion nickel, 199.
- Noirs (Corps), 1; corps noir idéal, 2, 5; répartition de l'énergie dans le spectre du corps noir, 14; émission des corps noirs réels, 26.
- Ondes hertziennes, 71; leur rôle cosmique, 96; photographie d'ondes, 344.
- Ondographe, 123.
- Or, 48, 49, 50, 163, 164, 287, 361.
- Oscillants (Compteurs), 378.
- Oscillations électriques d'ordre supérieure, 79.
- Oscillographes, 125, 128, 159.
- Osmium, 391.
- Oxydure (Ion), 199.
- Oxygène, 225, 231, 248, 249, 334, 356; ion oxygène, 199.
- Palladium, 163, 362.
- Papier, 287.
- Paraffine, 45.
- Paranitrophénol, 176.
- Patentnickel, 52, 53, 54, 55.
- Pechblende, 270, 273.
- Permanganates, 172, 173.
- Perméamètres, 120.
- Pétrole, 45, 73.
- Phénomènes : de Zeeman, 108 à 110; de Hall, 188 à 190; dans les flammes, 261.
- Phosphore (Ionisation par le), 262 à 266.
- Piles : thermoélectriques, 7; de concentration, 152, 195; à amalgames, 155; théorie de la pile, 194; piles à gaz, 197.
- Plaque noire des lames liquides, 204.
- Platine, 49, 50, 52, 53, 163, 164, 362; ions émis par le platine, 253, 254.
- Plomb, 288, 292, 361; ion plomb, 199.
- Pointes (Décharge par les), 346; potentiel minimum, 343.
- Polarisation : des ondes hertziennes, 72; rotatoire magnétique, 111. — Force électromotrice de polarisation, 156; irréversibilité, 158; dissymétrie, 159; continuité de la polarisation et de l'électrolyse, 162; or, palladium, 163; mercure, 164; particularités du phénomène de polarisation, 200.
- Polonium, 269, 272, 273, 279, 298.
- Polyphasés (Courants), 122, 134 à 149.
- Potassium, 259; ion potassium, 171.
- Potentiel thermodynamique, 151. — Potentiel statique et dynamique de décharge, 337; voir Explosif (Potentiel).
- Poussières; influence sur la condensation de la vapeur d'eau, 211; sur la déperdition électrique, 214; émission de poussières par un fil chauffé, 255.
- Précipitation des sels, 176; des métaux, 192.
- Pression de radiation, 1, 18; valeur, 20; importance au point de vue cosmique, 27.
- Quartz, 45, 68, 70.
- Radiantes (Forces), 25.
- Radiations, 1 à 98; pression de radiation, 18; radiations secondaires produites par les corps radioactifs, 276.
- Radioactivité, 268 à 300; induite, 296.
- Radioconducteurs, 85.
- Radiomètre, 8.
- Radium, 269, 270, 272 à 300.
- Rayonnement : calorifique des solides dans les flammes, 29; des corps radioactifs, 278.
- Rayons : de Schumann, 39; N, 40; restants, 41; analogie des rayons

- restants et des ondes hertziennes, 45; rayons α , β , γ , 278; α , 286, 288, 291; β , 279; γ , 291; canaux, 244, 245.
- Réfecteur (Pouvoir) des métaux, 47; dans l'infra-rouge, 50.
- Répartition des raies dans les spectres, 35.
- Rotor, 137.
- Rubidium, 259.
- Rupteurs, 387.
- Saturation (Courant de), 219.
- Schlierenmethode, 342.
- Sel gemme, 44, 45, 70.
- Sels dans les flammes, 257 à 261.
- Sodium, 66, 259; ion sodium, 171.
- Soupape à mercure, 397.
- Spectres : à séries convergentes, ou du type I, 36; de lignes et de bandes, 369; limites du spectre, 39; représentation graphique, 46; répartition des raies, 35.
- Spinthariscopes, 290.
- Stator, 137.
- Statovoltmètre, 371.
- Sulfhydrique (Acide), 334.
- Sulfureux (Acide ou anhydride), 304, 334.
- Sulfurique (Acide), 74; ion sulfurique, 199.
- Sylvine, 44, 45, 70.
- Taches solaires, 97.
- Tantale, 391.
- Télégraphie multiplex, 381; télégraphie sans fil, 71-92.
- Télégraphone, 384.
- Tension de dissolution, 190; tension superficielle, 204.
- Térébenthine, 78.
- Théorie : des cohérents, 87; de M. Osmond, 112; des ions électrolytiques, 169; de Nernst, 169, 190; de la pile, 194; de l'électrolyse, 198; de la décharge disruptive, 362 à 370.
- Thermodynamique : Application des principes de la thermodynamique à l'électrolyse, 150; potentiel thermodynamique, 151.
- Thermoélectriques (Piles), 7.
- Thermogalvanomètre, 84.
- Thorium, 270, 273, 274, 275, 279; thorium X, 299.
- Toluène, 306, 317.
- Transmutabilité de la matière, 300.
- Transparence des métaux, 47.
- Transport des ions, 186.
- Treuil différentiel, 379.
- Ultra-violette (Production d'ions négatifs par la lumière), 213, 243.
- Uranium, 213, 270, 273, 279; uranium X, 298.
- Valence, 151.
- Valérianique (Acide), 73.
- Vapeurs, 316, 322.
- Vent électrique, 349.
- Verre, 287.
- Vie moyenne d'un ion libre, 222; d'une molécule, 293.
- Voltmètre, 370.
- Watt et déwatté (Courant), 149.
- Wattmètres, 374.
- Xylène, 70, 73.
- Zinc, 292, 340; ion zinc, 199.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DU TROISIÈME SUPPLÉMENT.

- Abraham (Max), 284, 285.
Aitken, 255.
Angström (Knut), 33.
Armagnat, 129, 372, 373, 385.
Arons, 393.
Arrhenius (Svante), 28, 97, 173, 176,
254, 258, 259, 340, 350.
Aschkinass, *voir* Rubens.
Auer, 29, 30, 391.
- Bagard, 41, 188, 190.
Baillaud (Jules), 312.
Baille, 335.
Bainville, 390.
Balmer, 35.
Barbillion, 77, 78, 79.
Bartoli, 18, 166.
Barus, 262, *voir* Rutherford.
Beattie, 385.
Becquerel (Henri), 66, 67, 68, 111,
280, 281, 288.
Becquerel (Jean), 41.
Bender, 172.
Bichat, 41, 349.
Blanc, 87, 88, 89.
Bloch (Eugène), 262 à 267, 385.
Blondel, 125.
Blondlot, 40, 41, 81, 251.
Boas, 362.
Bois (du) et Rubens, 373.
Boltzmann, 18, 23, 302, 303, 305.
Bose, 72, 73.
Boussinesq, 59.
Bouty, 104, 112, 158, 159, 201, 309,
327, 331, 335, 337, 345.
- Boys, 8, 84.
Braun, *voir* Hartmann.
Brandes, 49, 50, 52, 53.
Branly, 74, 85, 86, 87.
Branly et Lebon, 73.
Brashear, 49.
Braun, 93.
Broca, 41.
Broca et Turchini, 83.
Brooks (Miss), 90, *voir* Rutherford.
- Capstick, 356.
Carpentier, 388.
Carr, 329, 331, 332, 334, 336.
Cauro, 379, 380.
Chardonnet (de), 48.
Charpentier, 41.
Chattock, 347, 348.
Chattock, Walter et Dixon, 346.
Christiansen, 11.
Cohn et Heerwagen, 80, 82.
Cohn et Zeeman, 78.
Cole, 78.
Collie, *voir* Ramsay.
Cooper Hewitt, 395, 396.
Corbino, *voir* Macaluso.
Cornu, 39, 110.
Cotton, 111.
Coudres (des), 290.
Coulomb, 214.
Crémieu, 100, 371.
Crémieu et Pender, 104, 105, 106,
107.
Crookes, 9, 24, 290, 298, 352, 362.

- Curie (Pierre), 268, 269, 277, 293, 294, 298.
 Curie (M^{me} Sklodowska), 268, 269, 271.
 Curie (M. et M^{me}), 273, 281.
 Curie et Danne, 294, 296, 297.
 Curie et Dehierne, 294.
 Curie et Dewar, 271, 295 et 299
 Curie et Laborde, 299.
- Danne, 270, *voir* Curie.
 Dehierne, 270, 272, 273, 295, *voir* Curie.
 Desains, *voir* Provostaye (de la).
 Deslandres, 35, 37, 98, 295.
 Despretz, 9.
 Dewar, *voir* Curie.
 Dixon, *voir* Chattock.
 Dolezalek, 156.
 Donnan, 189, 261.
 Doppler, 20.
 Drago, 87.
 Drude, 75, 76, 77, 80 à 83.
 Drude et Nernst, 171.
 Duddel, 84.
 Dulong et Petit, 9.
 Dumas, 152.
- Earhart, 334.
 Ebert, 357.
 Eichenwald, 107.
 Elster et Geitel, 214, 252, 262.
 Enright, 266.
 Euler, 28.
 Evershed, 35.
- Fabry, *voir* Pérot.
 Faraday, 307, 308, 352.
 Fenyi, 86.
 Ferrié (Capitaine), 92.
 Féry, 7, 29.
 Fick, 180.
 Fitzgerald, 28.
 Foley, 92.
 Foucault, 389.
- Garbasso, 72.
 Gates (Miss), 297.
- Geitel, *voir* Elster.
 Geitler (Von), 80.
 Gibbs, 174.
 Giesel, 279.
 Goldstein, 244, 359.
 Gouy, 257.
 Graetz, 11.
 Graham, 187.
 Grin, *voir* Rutherford.
 Guillaume (Ch.-Ed.), 46.
 Guillet (L.), 112, 113.
 Guldberg et Waage, 174, 176, 177.
 Guthrie, 252.
 Gutton, 72.
- Hagen, *voir* Rubens.
 Hall, 188, 189.
 Halske, *voir* Siemens.
 Hartmann et Braun, 374.
 Hascheck et Mache, 342, 345.
 Hasenhörl, 306.
 Heen (de), 73.
 Heerwagen, *voir* Cohn.
 Helmoltz, 60, 61, 154, 155, 157, 191, 195, 200.
 Helmoltz (R. von), 209.
 Hemsalech, *voir* Schuster.
 Heraeus, 395.
 Herz, 358.
 Heydweiller, *voir* Kohlrausch.
 Hittorf, 30, 33, 186, 333, 356.
 Hospitalier, 123.
 Houllévigüe, 362.
 Hull, 28. *Voir* Nichols.
 Huyghens, 342.
- Jahn, 173.
 Jahncke, *voir* Lummer.
 Janet, 374, 376.
 Jaumann, 337.
 Javal (J.), 48.
- Kaehler, 266.
 Kaufmann, 241, 282, 285.
 Rayser et Runge, 38.
 Kelvin (Lord), ou W. Thomson, 79, 80, 373.

- Kempf, 123.
 Ketteler, 61 à 65, 68.
 Kirchhoff, 2, 3, 31, 33, 34, 79, 80 à 82, 119.
 Klemenčič, 303, 304, 305.
 Klingelfuss, 385, 389.
 Kohlrausch, 170, 174.
 Kohlrausch et Heydweiller, 177, 178.
 Köveslighethy (Von), 12.
 Kundt et Warburg, 11.
 Kurlbaum, 10, 11, 24, *voir* Lummer.

 Laborde, *voir* Curie.
 Ladenburg, 395.
 Lamotte, 80 à 83.
 Lampa, 78.
 Langevin, 232 à 235, 267.
 Larmor, 20.
 Lebedeff ou Lebedew, 1, 24, 26, 28, 304, 306.
 Lebon, *voir* Branly.
 Lecher, 71, 80 à 82.
 Leduc, 151, 152, *voir* Pellat.
 Lehmann, 346.
 Lehnebach, 11.
 Lenard, 242, 286, 287, 288.
 Leslie, 6.
 Linde, 306.
 Lippmann, 167.
 Lodge, 87, 88, 94.
 Lommel, 34.
 Lorentz (A.), 110, 118, 305.
 Lorenz (L.), 305.
 Lummer, 16.
 Lummer et Jahncke, 16, 18.
 Lummer et Kurlbaum, 6, 10, 16, 18.
 Lummer et Pringsheim, 6, 9, 12, 15.

 Macaluso et Corbino, 111.
 Macé de Lépinay, 41.
 Mache, *voir* Haschek.
 Marconi, 94.
 Martens, 47.
 Marx, 261.
 Mascart, 316.
 Matteucci, 262.

 Maxwell, 18, 99, 103, 304.
 Mazzotto, 80.
 Mercadier, 381 à 383.
 Meyer, 41.
 Meyer (G.), 155.
 Meyer (O.-E.), 57.
 Meyer et Schweidler, 279.
 Melloni, 7.
 Mendeleeff, 37.
 Mizuno, 385.
 Moreau, 257, 258, 261.
 Moser (J.), 155, 305.
 Moulton, *voir* Spottiswoode.
 Mouton, 12.

 Naccari, 262.
 Nagaoka, 116, 119.
 Nahrwold, 214.
 Narr, 214.
 Nernst, 169, 178, 182, 190 à 200, 392, 393, *voir* Drude.
 Newton, 6.
 Neyreneuf, 257.
 Nichols, *voir* Rubens.
 Nichols et Hull, 25, 26, 27.
 Nobili, 7.
 Nordmann, 74, 96, 97, 98.

 Oberbeck, 385.
 Orgler, 336.
 Osmond, 112, 114, 116.
 Ostwald, 172, 173, 196.
 Oudemans, 173.

 Paschen, 7, 15, 18, 69, 326, 332, 333.
 Pellat, 19.
 Pellat et Leduc, 151.
 Pender, 100, 104, 105, *voir* Crémieu.
 Pérot et Fabry, 394, 395.
 Petit, *voir* Dulong.
 Pflüger, 395.
 Pierre, 73.
 Pionchon, 114.
 Planté, 156.
 Planck, 188.
 Plucker, 360.

- Potier, 134, 146.
 Poulsen, 384.
 Poynting, 22, 27.
 Preston, 110.
 Pringsheim, 3, 29, 32, 34, *voir*
 Lummer.
 Provostaye (de la) et Desains, 9.
 Prytz, 305.

 Ramsay et Collie, 322.
 Ramsay et Soddy, 294.
 Raveau, 342.
 Rayleigh (Lord), 90, 385, 386.
 Regnault, 166.
 Reinold et Rucker, 204.
 Reusch, 72.
 Richardson, 252, 253, 254.
 Righi, 111.
 Rochefort, 86.
 Röntgen, 212 et suiv., 348.
 Rosse, 49, 50, 52.
 Rothé, 159, 160 à 167, 201.
 Rowland, 99, 104, 105, 106.
 Rubens, 39, 42, 45, 68, 69, 80, *voir*
 Bois (du).
 Rubens et Aschkinass, 44.
 Rubens et Hagen, 47, 48, 50, 53,
 55, 56.
 Rubens et Nichols, 44, 48.
 Rubens et Trowbridge, 70.
 Rücker, *voir* Reinold.
 Rudolphi, 175.
 Runge, *voir* Kayser.
 Rutherford, 90, 222, 235, 273, 274,
 287, 288, 291, 292, 294, 296, *voir*
 Thomson (J.-J.).
 Rutherford et Barus, 299.
 Rutherford et Brooks (Miss), 294.
 Rutherford et Grin, 298.
 Rutherford et Soddy, 299.
 Rydberg, 29, 36, 37.

 Sagnac, 276.
 Salvioni, 80.
 Schaum, *voir* Schultze.
 Schmidt, 262, *voir* Wiedemann.
 Schönemann, 49, 52, 53.

 Schröder, 49, 50.
 Schultze et Schaum, 71.
 Schumann, 39.
 Schuster et Hemsalech, 338 à 342,
 345.
 Schwarzschild, 28.
 Schweidler, *voir* Meyer.
 Sellmeier, 59.
 Shelford Bidwell, 262.
 Siemens (W.), 30.
 Siemens et Halske, 391.
 Simon, 242, 284.
 Skinner, 358.
 Soddy, 298, *voir* Ramsay et Ruther-
 ford.
 Spottiswoode et Moulton, 361.
 Spring (Walthère), 89.
 Stark, 368, 369.
 Stas, 152.
 Stefan, 1, 9, 10, 14, 17, 23.
 Strutt, 334, 356.
 Swyngedauw, 337.

 Tesla, 92
 Thiele, 38.
 Thiesen, 15, 16.
 Thomson (Sir William), *voir* Kelvin
 (Lord).
 Thomson (J.-J.), 217, 226, 235, 239,
 242, 243, 244, 245, 246, 247, 252,
 253, 254, 255, 284, 353, 355, 357,
 361, 362 à 366.
 Thomson (J.-J.) et Rutherford,
 220.
 Thwing, 78.
 Tissot, 84, 87, 90.
 Töpler, 342.
 Townsend, 224, 248, 266, 348.
 Traube, 171.
 Trowbridge, *voir* Rubens.
 Turchini, *voir* Broca.
 Turin, 155.
 Tyndall, 30.

 Vasilescu Karpen, 107.
 Vernon Boys, 8.
 Villard, 290.

Vincent, 89.	Wiechert, 242, <i>voir</i> Voigt.
Voigt, III.	Wien, 1, 11, 12, 14, 16, 17, 18, 245.
Voigt et Wiechert, III.	Wilsmore, 199.
Waage, <i>voir</i> Guldberg.	Wilson (C.-T.-R.), 209 à 216, 247, 249, 255, 353, 354.
Walter, 385, 390, <i>voir</i> Chattock.	Wilson (H.-A.), 258, 259, 260, 358.
Wanner, 15.	Wolf (Max), 335, 336.
Warburg, 348, 349, 356, <i>voir</i> Kundt.	Wood, 342, 343, 344, 359.
Watteville (de), 257.	
Weber (H.-F.), 12.	Zeemann, 75, 108, 110, 111, <i>voir</i> Cohn.
Wehnelt, 387.	Zeleny, 227 à 231, 248, 264.
Wiedemann et Schmidt, 34.	

FIN DES TABLES DU TROISIÈME SUPPLÉMENT.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS,
36674 Quai des Grands-Augustins, 55.
