

MUSÉE COMMERCIAL  
DE COLONIE

P. BRICOUT



ONDES  
ET  
ÉLECTRONS



COLLECTION ARMAND COLIN

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

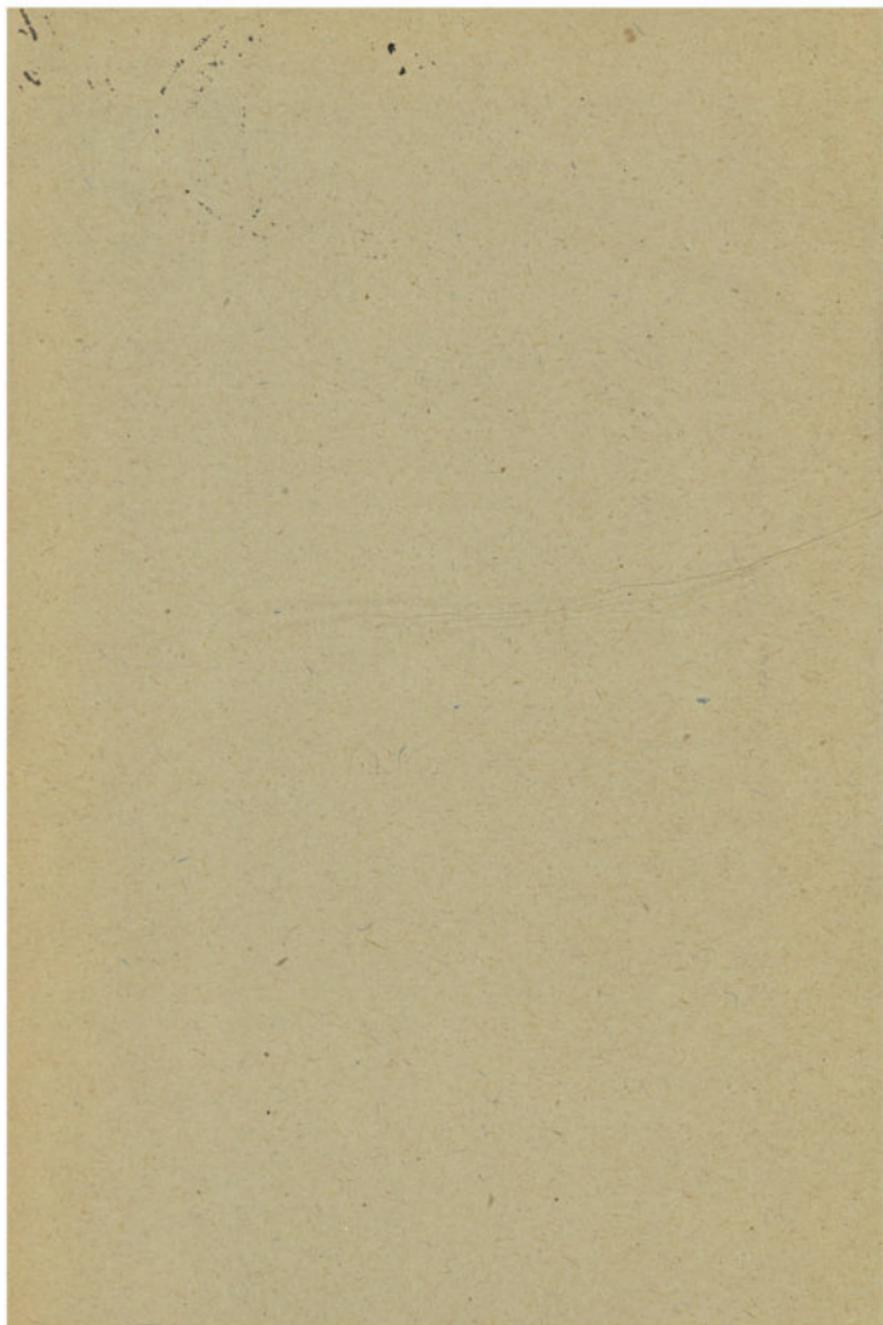
1929.

LIBRAIRIE  
ARMAND COLIN



≡ 10<sup>f</sup> 50 ≡

BNIC 52





N-16  
B-2

*Ondes*  
*et*  
*Électrons*

DU MÊME AUTEUR

---

*La Résonance atomique.* — A. Blanchard, 1928.

9207 7/21  
N° 113.

COLLECTION ARMAND COLIN  
(Section de Physique)

Ondes  
et  
Électrons

par

Pierre BRICOUT

Docteur ès sciences  
Répétiteur à l'École Polytechnique

57 figures



LIBRAIRIE ARMAND COLIN  
103, Boulevard Saint-Michel, PARIS

1929

Tous droits réservés

Tous droits de reproduction,  
de traduction et d'adaptation  
réservés pour tous pays.

Copyright 1929, by Max Leclerc et C<sup>ie</sup>

## PRÉFACE

---

*Les extraordinaires progrès réalisés dans le domaine des sciences physiques pendant les trente dernières années ont pour point de départ la découverte de la structure discontinue de la charge électrique. En isolant et en suivant dans ses migrations l'électron, constituant universel de la matière, les physiciens sont parvenus à rassembler des notions de plus en plus précises sur l'architecture du monde atomique et à entrevoir ainsi la cause première des phénomènes physiques à l'étude desquels s'était bornée jusqu'alors leur activité.*

*Malheureusement la plupart de ces notions sont restées à l'état d'hypothèses insuffisamment vérifiées par l'expérience. Dans le champ immense ouvert aux recherches, les phénomènes se révèlent d'une petitesse si disproportionnée aux possibilités des méthodes de mesure qu'il faut créer de toutes pièces, en surmontant de très grandes difficultés, les techniques de la nouvelle Physique.*

*Sans attendre le perfectionnement des méthodes expérimentales, les calculateurs ont entrepris la solution des problèmes nouveaux avec une audace souvent voisine de la témérité. Quelques-unes des conceptions les plus hardies ayant reçu la sanction des faits, l'imagination des chercheurs ne connaît plus de bornes et notre époque voit éclore les théories avec une abondance qui n'avait jamais été atteinte auparavant. L'axiome favori de Newton : « Hypotheses non fingo », je ne fais pas d'hypothèses, c'est-à-dire : je ne base mes calculs que sur des faits vérifiés expérimentalement,*

paraît à certains d'une timidité excessive. Il n'en reste pas moins vrai que, faute d'avoir suivi ce sage précepte, la Physique moderne souffre d'un malaise aigu, véritable crise de croissance causée par le retard considérable de l'expérience par rapport à la théorie.

En rédigeant ce petit livre, l'auteur s'est proposé de jeter un coup d'œil d'ensemble — forcément très rapide — sur le domaine déjà vaste de la Physique atomique en établissant une séparation bien tranchée entre les hypothèses et les données de l'expérience. Son but sera complètement atteint si le lecteur acquiert une connaissance suffisante des unes et des autres pour pouvoir juger dans quelle mesure les théories satisfont au principe, posé par le génie de Platon, qui restera dans tous les temps leur inflexible loi : σώζειν τὰ φαίνόμενα, sauver les phénomènes.

---

# ONDES ET ÉLECTRONS

---

PREMIÈRE PARTIE

L'ÉLECTRON

---

CHAPITRE PREMIER

## DONNÉES EXPÉRIMENTALES SUR LA NATURE DE L'ÉLECTRICITÉ

---

La conception actuelle des physiciens sur la nature de l'électricité est le résultat de près de deux siècles de patientes recherches. Étudiant les propriétés des *corps électrisés*, les premiers expérimentateurs mirent en évidence les attractions et répulsions électrostatiques dont Coulomb découvrit la loi. Un peu plus tard, Faraday montra le rôle joué par le *milieu diélectrique* entourant les charges. Mais les connaissances sur la structure de l'électricité ne se précisèrent que lorsqu'on parvint à extraire celle-ci de la matière. Alors apparurent nettement deux propriétés fondamentales de la charge : son *inertie* et sa *structure granulaire*. La théorie électronique moderne, qui explique qualitativement et quantitativement un nombre considérable de phénomènes, est une synthèse des différentes explications successivement adoptées.

### I. — LES CORPS ÉLECTRISÉS

1. **Premières expériences.** — Ce fut vers le début du XVII<sup>e</sup> siècle que l'attention des physiciens se porta sur les phénomènes d'électrisation par frottement. Depuis une haute antiquité, on connaissait la propriété que possède

l'ambre jaune (*ἤλεκτρον*) d'attirer les corps légers lorsqu'il a été préalablement frotté. Mais cette observation était restée isolée et n'avait fait l'objet d'aucune étude méthodique. Les recherches de Gilbert (1600), de Gray (1727) et d'autres physiciens montrèrent que le phénomène était beaucoup plus général, le verre, le soufre, les résines possédant la même propriété, qui reçut le nom d'*électrisation*. En utilisant un pendule formé par une petite boule de moelle de sureau suspendue à un fil de soie, les expérimentateurs purent mettre en évidence les forces exercées par les corps électrisés et montrer que celles-ci étaient tantôt attractives, tantôt répulsives. Ils découvrirent également que les métaux pouvaient être électrisés à condition d'être fixés à un support de verre ou de toute autre substance électrisable par frottement direct. Dans ce cas, la propriété d'électrisation était communiquée à toute la surface du métal tandis que, pour les corps de la deuxième catégorie, elle n'apparaissait qu'aux points frottés. Ainsi était-il possible de diviser les corps en deux classes : les *conducteurs* capables de transmettre la propriété de l'électrisation et les *isolants* s'opposant à la diffusion de celle-ci. En 1733, le physicien Dufay parvint, par l'étude des forces électriques, à mettre en évidence l'existence de deux électrisations différentes.

**2. Théorie des fluides électriques.** — Pour rendre compte des phénomènes observés, Symmer imagina sa fameuse théorie dite *des deux fluides* (1759). Dans toute matière coexistent deux fluides appelés *électricité vitrée* ou *positive* et *électricité résineuse* ou *negative*, dont les éléments se repoussent s'ils sont de même nom et s'attirent s'ils sont de nom contraire. Dans les corps non électrisés ou *neutres*, les deux électricités coexistent en quantités égales. Les deux fluides peuvent se déplacer à l'intérieur et à la surface des corps conducteurs ; les isolants, au contraire,

s'opposent absolument à leur mouvement. Il s'ensuit que, dans les conducteurs à l'état neutre, les fluides se répartissent de manière à réaliser une distribution stable (c'est-à-dire d'énergie potentielle minima) : ceci est réalisé lorsque les électricités constituent à la surface du conducteur une couche double dans laquelle les constituants de noms différents ont en tous points une densité égale. L'action électrique résultante est alors évidemment nulle. Si une cause extérieure quelconque (frottement, action d'un corps électrisé) vient modifier le rapport entre les quantités d'électricité positive et négative ou la répartition de celles-ci sur le corps, la résultante des forces attractives et répulsives n'est plus nulle et peut être mise en évidence au moyen de dispositifs suffisamment sensibles. Les fluides de noms contraires apparaissant toujours en quantités égales, on *admet* en outre que, dans tous les phénomènes électriques, les quantités d'électricité demeurent invariables et que tout se ramène à de simples déplacements de charges (principe de la conservation de l'électricité).

**3. Loi de Coulomb.** — La réalisation du premier dispositif permettant la mesure des forces électriques est due au physicien français Coulomb (1785). Une légère aiguille de gomme laque

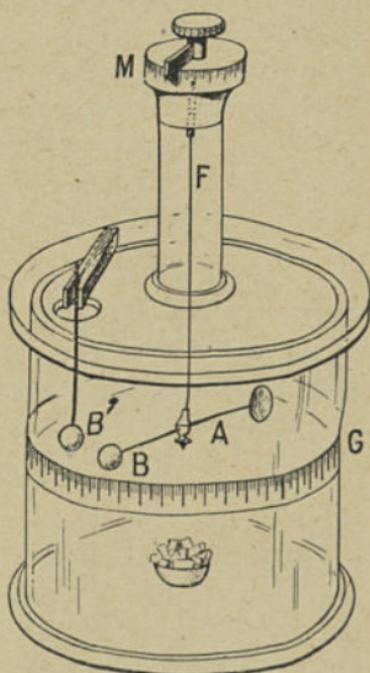


Fig. 1.

(isolante) A, terminée par une petite boule de moelle de sureau B (conductrice) est suspendue au milieu d'une cage cylindrique de verre par un fil d'argent long et fin F (fig. 1). Une seconde boule B' de moelle de sureau peut être mise en place à l'intérieur de la cage après avoir été électrisée. Si l'on amène la première boule au contact de celle-ci, l'électricité se répartit entre les deux petites sphères, qui dès lors se repoussent par suite de l'action prépondérante d'un des fluides. En opposant à la force répulsive le couple connu dû à la torsion du fil, il est possible de mesurer celle-ci et d'étudier sa variation en fonction de la distance.

Malgré la faible précision des dispositifs et l'existence de plusieurs causes d'erreurs, Coulomb parvint à montrer que les forces électriques s'exerçant entre deux corps chargés étaient régies par une loi de même forme que celle de l'attraction universelle :

$$f = k \frac{mm'}{r^2},$$

$m$  et  $m'$  représentant la grandeur des charges *supposées ponctuelles* prises avec leurs signes et  $r$  leur distance. Coulomb, admettant comme Newton la possibilité de l'action instantanée à distance, le coefficient  $k$  lui apparaissait comme caractérisant les unités employées et par suite comme réductible à l'unité par un choix convenable de celles-ci.

En réalité, les forces mesurées étaient dues à la *matière électrisée* et ce n'est qu'en se basant sur l'hypothèse de Symmer qu'on pouvait attribuer celles-ci au « fluide électrique ». Ceci admis, la loi de Coulomb apparaît comme la première relation quantitative traduisant les propriétés *macroscopiques* de l'électricité (c'est-à-dire les propriétés de la charge électrique prise en quantité très supérieure aux plus petites parties qu'il soit possible d'isoler). Bien

que la détermination expérimentale d'une relation aussi importante puisse paraître un peu sommaire, on peut cependant considérer celle-ci comme *pratiquement certaine*, toutes les conséquences qui en ont été déduites par le calcul ayant été vérifiées par l'expérience.

**4. Équations de Laplace et de Poisson.** — La découverte de Coulomb fut le point de départ d'importants progrès. En établissant la similitude des lois de la force électrique et de la gravitation, elle permit d'utiliser pour l'étude de la première les travaux de Laplace sur le potentiel newtonien, et d'entreprendre par l'Analyse la solution du problème de la distribution de l'électricité sur les conducteurs et l'étude du champ de force électrique. L'Électrostatique était créée. En 1812, Poisson donna l'expression la plus générale du potentiel électrostatique  $V$  dans un milieu où la charge est distribuée de manière continue avec une densité  $\rho$  (prise positivement ou négativement suivant le signe de la charge) ; celui-ci satisfait à l'équation :

$$\Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\rho,$$

relation qui se réduit, dans le cas où il n'y a pas d'électricité libre dans l'espace étudié, à l'équation :

$$\Delta V = 0. \quad (\text{Laplace}).$$

**5. Influence du milieu.** — Vers 1830, les travaux de Faraday sur les propriétés des corps isolants ou diélectriques ouvrirent aux physiciens de nouveaux horizons. Quelques années auparavant, Cavendish avait montré que, dans un condensateur à armature fixe, le fait de substituer au vide un diélectrique avait pour effet d'en multiplier la capacité par un coefficient  $K$  caractéristique

de celui-ci et qu'il avait nommé *pouvoir inducteur spécifique*. Faraday émit l'hypothèse que les forces électrostatiques étaient dues à des tensions produites dans le diélectrique par la présence de charges électriques et s'exerçant suivant les *lignes de force*. Par suite, le coefficient  $k$  de la loi de Coulomb se trouvait dépendre non seulement du choix des unités, mais aussi de la *nature du diélectrique* séparant les charges. En prenant comme unité de quantité d'électricité la charge ponctuelle qui, *dans le vide*, exerce sur une charge égale placée à un centimètre de distance une force répulsive égale à 1 dyne, la loi de Coulomb s'écrit :

$$f = \frac{1}{K} \frac{mm'}{r^2},$$

$K$  étant le pouvoir inducteur spécifique du diélectrique. L'accroissement de la capacité due à la présence de ce dernier s'explique donc par la diminution correspondante de la force et par conséquent de l'énergie potentielle relative au déplacement d'une même charge.

La transmission de la force par l'intermédiaire d'un milieu entraînant nécessairement l'existence d'une *vitesse de propagation finie* des actions électrostatiques (car, dans l'hypothèse inverse, il faudrait admettre que le milieu possède une rigidité parfaite), la nouvelle théorie impliquait par le fait même le rejet de la mécanique de Galilée et de Newton basée sur l'hypothèse de l'action instantanée à distance.

En la complétant par la notion féconde du *courant de déplacement* dans les diélectriques, Maxwell put en déduire la loi de propagation des perturbations électro-magnétiques, qui fut très brillamment vérifiée par l'expérience. L'étude des conditions d'invariance de cette loi est le point de départ de la *théorie de la Relativité*.

## II. — L'ÉLECTRICITÉ HORS DE LA MATIÈRE

6. **La décharge dans les gaz.** — Les théories précédentes, destinées à expliquer les propriétés macroscopiques de l'électricité, ne préjugent en rien la nature intrinsèque de celle-ci. Les connaissances sur la structure de la charge ne purent être acquises par la voie expérimentale que dans la mesure où il fut possible d'extraire l'électricité de la matière. Les physiciens du XVIII<sup>e</sup> siècle avaient déjà remarqué qu'un conducteur perdait rapidement sa charge lorsqu'il était terminé par une pointe aiguë. Au voisinage de celle-ci se développaient certains phénomènes : effluves, aigrettes lumineuses, répulsions électrostatiques, attribués par les expérimentateurs à l'écoulement de l'électricité hors du conducteur. L'ensemble de ces faits, désigné sous le nom de *pouvoir des pointes*, apparaissait comme très complexe. Presque en même temps, on remarqua que la décharge électrique franchissait les gaz raréfiés beaucoup plus facilement que l'air à la pression atmosphérique et y produisait des phénomènes lumineux très brillants et d'une complexité extrême. Ceux-ci étaient visiblement dus à l'excitation des molécules du gaz par les charges électriques mises en mouvement par la différence de potentiel élevée, maintenue entre les deux armatures du tube où s'effectuait la décharge.

7. **Les rayons cathodiques.** — En 1868, Hittorf, mettant à profit les progrès de la technique du vide, parvint à abaisser la pression régnant dans ses tubes à gaz à un micron de mercure environ. Le résultat fut remarquable : l'aspect de la décharge se simplifia considérablement, toutes les stries disparurent. A la place de celles-ci, on pouvait observer un faible rayonnement partant normale-

ment de la surface de la cathode (électrode reliée au pôle — de la source) et excitant une vive fluorescence verte au

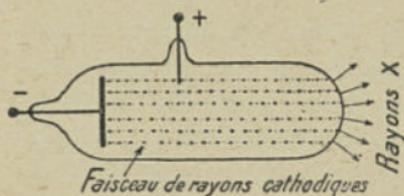


Fig. 2.

point où il venait frapper le verre de l'ampoule (fig. 2). Crookes donna à ce nouveau rayonnement le nom de *rayons cathodiques*. Ceux-ci étaient doués de propriétés remarquables que

nous allons étudier en détail. En particulier, ils pouvaient traverser de minces feuilles de métal.

**8. Les rayons cathodiques sont constitués par de l'électricité négative libre.** — Prenons, comme l'a fait J. Perrin, un tube de Crookes présentant la disposition suivante (fig. 3) : La cathode est constituée par un disque de métal C, fixé normalement à l'axe du tube, à l'une des extrémités de celui-ci. L'anode A est un cylindre de métal complètement fermé et relié au sol ; la base située en face de la cathode est percée d'une ouverture circulaire *ab* que ferme hermétiquement une mince feuille d'aluminium (épaisseur 1/100 de mm environ). A l'intérieur de ce cylindre, et isolé électriquement de lui, se trouve un cylindre de Faraday F dont l'ouverture est placée en regard de la fenêtre et dont le fond est relié aux feuilles d'or d'un électroscope E dont la cage est au sol. On constate que ce dernier prend une forte charge *négative* lorsque le tube fonctionne. Comme

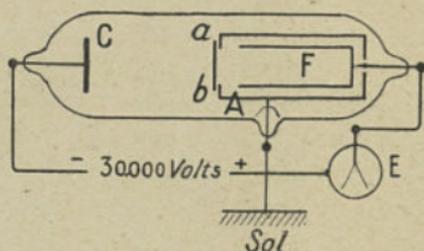


Fig. 3.

l'anode forme écran électrostatique parfait autour du cylindre de Faraday, la charge négative prise par celui-ci ne peut être apportée que par le rayonnement cathodique qui a traversé la fenêtre *ab*. La cathode ne subissant d'autre part aucune variation de poids ni aucune altération de surface à la suite d'un fonctionnement prolongé, on doit nécessairement admettre que les rayons cathodiques sont constitués par de l'électricité *libre* sans aucun support matériel. L'intensité des faisceaux cathodiques produits dans les appareils précédents ne dépasse pas quelques milliampères. En s'adressant à une autre catégorie de phénomènes, il est possible d'obtenir des émissions d'électricité libre considérablement plus intenses.

**9. Les phénomènes thermioniques.** — En 1884, Edison mit en évidence l'émission de charges négatives libres par

les corps portés à une haute température. On peut étudier aisément ce phénomène en utilisant un dispositif dû à Fleming et connu sous le nom de *diode* ou *lampe à 2 électrodes* (fig. 4). Dans l'axe d'un cylindre de verre où règne un vide très élevé, est tendu un filament *F* de carbone ou de tungstène qu'un cylindre de nickel *C* entoure de toutes parts sans le toucher. On constate que si, après avoir

amené le filament au rouge blanc, on porte le cylindre à un potentiel supérieur de quelques dizaines de volts à celui du filament, un courant régulier et mesurable à l'aide d'un milliampèremètre *M* circule entre le cylindre

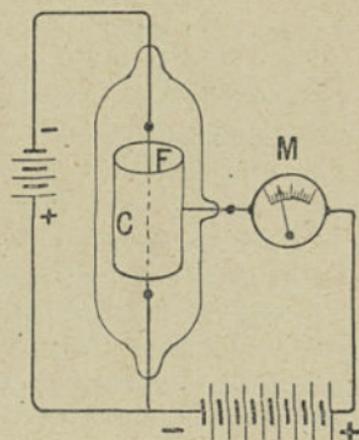


Fig. 4.

et le filament malgré l'absence de tout conducteur. Par contre, le phénomène disparaît complètement lorsqu'on change le signe de la différence de potentiel ou lorsqu'on laisse refroidir le filament. Le transport d'électricité à travers l'espace *vide* compris entre le filament et le cylindre ne peut être attribué qu'au déplacement de charges négatives libres émises par le corps incandescent et dirigées par le champ électrostatique qui existe entre les deux électrodes.

Richardson a montré que l'intensité maxima  $i$  du courant dû aux charges *négatives* émises par 1 cm<sup>2</sup> de la surface d'un corps porté à une température absolue  $T$  était donnée par la relation :

$$i = a\sqrt{T} e^{-\frac{b}{T}} \text{ ampères : cm}^2.$$

où  $a$  et  $b$  sont des constantes dépendant uniquement de la nature du corps. Pour le tungstène,  $a = 23,6 \cdot 10^9$ ,  $b = 5,25 \cdot 10^4$ , ce qui correspond à une émission de 2 A/cm<sup>2</sup> à la température facilement réalisable de 2 600° absolus. La forme exponentielle de la loi explique pourquoi les phénomènes thermioniques ne peuvent être décelés qu'à haute température ; les corps à point de fusion élevé (carbone, tungstène, platine, oxydes alcalino-terreux) donnent lieu à un effet relativement intense.

L'expérience a montré que, dans certaines conditions, le corps incandescent émettait également des charges *positives* libres. Les sels métalliques chauffés possèdent en particulier cette propriété, qui est presque indécélable dans le cas des métaux chauffés longtemps dans un vide élevé. L'existence de ce phénomène fournit un argument expérimental en faveur de l'hypothèse dualistique de Symmer.

**10. L'effet photoélectrique.** — L'élévation de température et l'application d'un champ électrostatique intense

ne sont pas les seuls moyens qui nous permettent d'extraire de l'électricité négative d'un conducteur. On parvient au même résultat, mais avec une intensité beaucoup plus faible, en irradiant la surface du métal avec un faisceau lumineux de longueur d'onde convenable. Cet effet fut découvert en 1888 par Hallwachs, qui observa qu'un électroscope à plateau de zinc éclairé par une lampe à arc se déchargeait rapidement lorsque sa charge était négative, la vitesse de déperdition des charges positives n'étant pas modifiée par l'irradiation.

Pour bien mettre en évidence le phénomène, il est commode de se servir d'un dispositif connu sous le nom de *cellule photoélectrique*. Une ampoule de quartz (fig. 5) transparente pour les rayons ultra-violets et dans laquelle règne un vide élevé contient une plaque M du métal à étudier et une grille à larges mailles G parallèle à celle-ci. On relie ces deux électrodes aux bornes d'un électromètre E de faible capacité bien isolé et, au moyen d'une

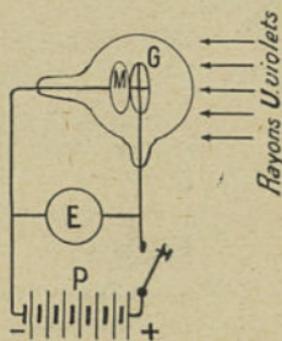


Fig. 5.

pile de charge P, on porte la grille à un potentiel supérieur d'une centaine de volts à celui de la plaque. Après avoir supprimé la connexion avec la pile, on fait tomber sur M un faisceau lumineux de longueur d'onde convenable. L'électromètre montre alors que la différence de potentiel entre G et M diminue, ce qui implique l'émission par la surface de M de charges *négatives* qui sont ensuite captées par G. Le phénomène disparaissant complètement lorsqu'on change le signe de la différence de potentiel, on peut en conclure qu'il n'y a pas d'émission de charges positives dans ce cas.

Nous étudierons plus loin (p. 000) les lois de l'effet photoélectrique, et nous nous bornerons jusque-là à le considérer comme un moyen permettant d'extraire de la matière des courants réguliers, mais faibles (de l'ordre de  $10^{-10}$  A/cm<sup>2</sup>), d'électricité négative libre.

**11. Le rayonnement des corps radioactifs.** — Il existe enfin toute une catégorie de corps possédant la propriété d'émettre spontanément des charges positives et négatives : ce sont les corps *radioactifs*, dont l'existence a été signalée pour la première fois en 1896 par H. Becquerel et qui furent étudiés de manière très complète par Curie et Mme Curie.

Une expérience simple due à ces derniers expérimentateurs permet de montrer l'émission d'électricité négative.

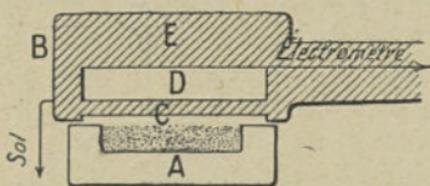


Fig. 6.

Un disque métallique D, relié à un électromètre, est encastré au centre d'une pièce d'ébonite E qui l'entoure complètement ainsi que le fil de connexion (fig. 6).

Une enveloppe métallique mince B, reliée à la terre, recouvre complètement E. Si l'on expose la face très mince C de l'appareil au rayonnement d'un sel radifère contenu dans l'auge de plomb A, on constate que l'électromètre prend une charge négative croissant avec le temps. Celle-ci ne peut provenir que de l'absorption par D des charges négatives émises par le sel avec une énergie suffisante pour leur permettre de traverser les enveloppes B et C. Ce phénomène a reçu le nom de *rayonnement  $\beta$* .

L'étude des corps radioactifs a montré que ceux-ci émettent également des charges positives (*rayonnement  $\alpha$* ) et des ondes électromagnétiques de haute fréquence ana-

logues aux rayons X (*rayonnement  $\gamma$* ). L'émission de ces divers rayonnements est *spontanée, discontinue* et, dans les limites des expériences, *indépendante des conditions physiques* (température, pression).

### III. — PROPRIÉTÉS FONDAMENTALES DE LA CHARGE ÉLECTRIQUE

12. Comparaison des diverses sources d'électricité. — L'expérience montre que les propriétés des charges électriques *negatives* sont tout à fait indépendantes de la nature du corps dont elles ont été extraites ainsi que du procédé d'extraction. Les rayons cathodiques, les phénomènes thermioniques, l'effet photoélectrique et l'émission radioactive libèrent des charges négatives dont la structure et les qualités intrinsèques sont rigoureusement identiques. *L'électricité négative apparaît ainsi comme une substance possédant une individualité propre et entièrement distincte de la matière à laquelle elle communique ses propriétés.*

Il n'en est pas de même pour les charges *positives* dont les propriétés électriques et cinématiques sont intimement liées à la nature du corps dont elles proviennent. Il semble donc naturel de penser que *l'électricité positive est portée par un substratum matériel* dont il n'a pas été possible jusqu'à présent de la séparer. On ne peut donc, sans ambiguïté, parler de *la charge positive*, et il est absolument nécessaire, pour la définir entièrement, d'indiquer la source dont elle provient ainsi que les conditions de son émission.

Si l'on se place au point de vue purement qualitatif, on constate que les deux électricités possèdent — à un degré différent d'ailleurs — deux propriétés fondamentales dont la découverte remonte à moins de trente ans : *l'inertie* et la *structure granulaire*.

**13. L'électricité est douée d'inertie.** — Cette propriété, suggérée par le pouvoir de pénétration des charges à travers des lames métalliques minces, peut être vérifiée très simplement en utilisant le tube à deux électrodes employé pour l'étude des courants thermioniques (fig. 4). Si l'on augmente progressivement la différence de potentiel positive qui existe entre le cylindre et le filament, on voit le premier rougir. Ce fait montre qu'une certaine quantité d'énergie, distincte de celle qui provient du rayonnement calorifique du filament, est communiquée de manière continue à l'électrode extérieure. Comme les charges négatives qui circulent entre le filament et le cylindre sont soumises pendant leur trajet à une force électrostatique relativement grande, elles doivent acquérir, pendant ce temps, une *énergie cinétique* appréciable qui se transforme en chaleur lors de leur arrêt par la surface de l'électrode positive. La charge électrique se comporte donc comme un projectile *inerte* qui chauffe la cible soumise à son impact.

Nous établirons plus loin (p. 43) que l'inertie de l'électricité *négative* peut être considérée comme étant *uniquement d'origine électromagnétique*. L'électricité positive possède à un degré plus élevé encore la propriété d'inertie. On pourrait le montrer en remplaçant le filament par un sel alcalin chauffé qui a la propriété d'émettre des charges positives, mais nous en acquerrons une notion plus précise par la mesure directe du rapport de la charge à la masse.

**14. L'électricité possède une structure granulaire.** — La découverte de cette propriété est une des plus importantes acquisitions de la Physique moderne. En étendant au « fluide électrique » la notion de discontinuité qui sert de base à la théorie atomique, elle a préparé les physiciens à admettre la théorie des quanta d'énergie et à jeter les bases d'une Mécanique nouvelle.

Avant d'exposer les méthodes qui permettent de déterminer avec précision la grandeur de la charge élémentaire, nous citerons deux expériences, très démonstratives, qui permettent de mettre en évidence les propriétés d'une seule charge. Dans les deux cas, la source d'électricité sera constituée par une préparation d'un corps radioactif émettant spontanément quelques particules positives ou négatives par seconde.

A. *Compteur d'ions*. — Cet appareil, dont le principe est dû à Geiger, permet de déceler les particules électrisées par l'ionisation qu'elles produisent dans les gaz. La charge électrique émise avec une grande vitesse par le corps

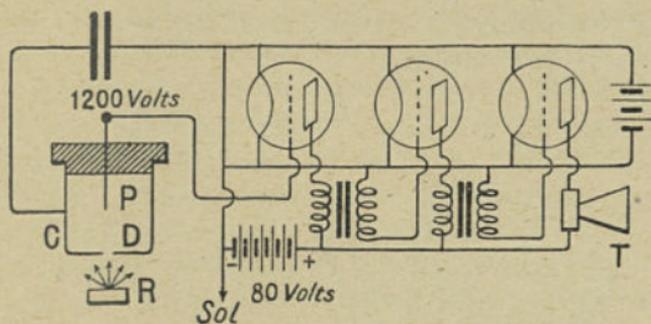


Fig. 7.

radioactif entre en collision pendant son parcours avec un certain nombre de molécules du gaz, auxquelles elle arrache une ou plusieurs charges négatives élémentaires ; les fragments de la molécule ou *ions* sont électrisés et, comme tels, sont mis en mouvement par un champ électrostatique.

La partie principale du compteur d'ions est une chambre d'ionisation C (fig. 7) cylindrique, fermée à sa partie inférieure par un diaphragme D percé d'un trou étroit et contenant une pointe très fine P bien isolée. On

établit entre la pointe et la paroi de la chambre une différence de potentiel légèrement inférieure à celle qui provoquerait l'amorçage spontané d'une décharge (1 200 volts environ), et on relie la pointe à la grille de la première lampe d'un amplificateur à basse fréquence dont la sortie est connectée à un téléphone haut-parleur T. Lorsqu'on place à une faible distance du diaphragme une parcelle d'un corps radioactif R, le haut-parleur fait entendre une série de tops très brefs se succédant sans aucun rythme et donnant l'illusion d'un feu de tirailleurs.

Chaque top correspond à l'entrée dans la chambre d'ionisation d'une particule électrisée : les ions produits sont captés par la pointe dont le potentiel varie suffisamment pour influencer l'amplificateur. On obtient ainsi une démonstration directe et extrêmement frappante de la discontinuité de la charge.

B. *Appareil à détente.* — En mettant à profit la

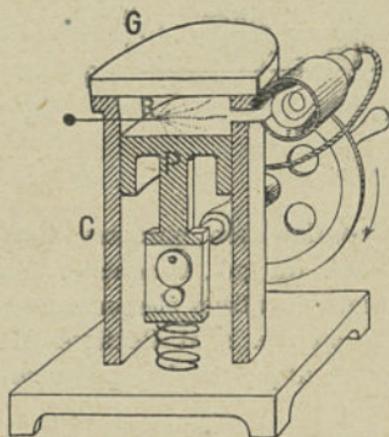


Fig. 8.

propriété que possèdent les ions de servir de centres de condensation pour la vapeur d'eau sursaturée, C. T. R. Wilson est parvenu à rendre visibles les trajectoires des particules électrisées. Dans son appareil, la chambre d'ionisation est constituée par un cylindre C (fig. 8) fermé à sa partie supérieure par une glace G et à sa partie inférieure

par un piston P qu'un dispositif à came permet d'abaisser brusquement, ce qui accroît le volume de la

chambre d'une fraction de sa valeur. Une parcelle de substance radioactive R est fixée à l'intérieur de celle-ci qui contient de l'air saturé de vapeur d'eau. Le refroidissement dû à la détente rend la vapeur sursaturante, et il est possible de régler l'expansion de telle sorte que ce faux équilibre ne soit détruit par la condensation qu'aux points où existent des ions. On voit alors apparaître, au moment de la détente, un faisceau de lignes claires rayonnant à partir de la surface du corps radioactif et constituées par de fines gouttelettes d'eau englobant les ions produits par les charges électriques, dont les trajectoires peuvent être ainsi observées directement ou photographiées.

15. **Dénomination des charges.** — Les deux expériences qui viennent d'être citées réussissant également bien quel que soit le signe des charges émises, on doit en conclure que la structure granulaire est une propriété commune aux deux électricités. Nous allons voir maintenant que les charges, tant positives que négatives, sont toutes des multiples d'une même quantité.

La charge élémentaire négative a reçu le nom d'*électron*, proposé par Stoney et universellement adopté ; on désigne par *électron positif* la charge élémentaire de même signe envisagée indépendamment de son support matériel.

On réserve au contraire le nom d'*ion* à toute particule matérielle électrisée et à l'état libre.

#### IV. — MESURE DE LA CHARGE ÉLÉMENTAIRE

16. **Principe des déterminations.** — Deux méthodes permettent de mesurer la charge élémentaire. La première, qui a son origine dans les travaux de Townsend (1897) et de J. J. Thomson (1898), a été employée par H. A. Wilson et amenée à un excellent degré de précision

par Millikan (1909). Elle consiste dans l'étude du mouvement d'une gouttelette chargée soumise à un champ électrostatique ; on en déduit sans difficulté la grandeur de la charge.

La seconde méthode, imaginée par Schottky en 1918, a été mise en œuvre par Hartmann et Hull et Williams (1925). Elle est basée sur la mesure de l'amplitude des oscillations communiquées à un circuit résonant par les fluctuations du courant qui traverse un tube thermionique monté en série avec lui. Ces fluctuations sont dues à la structure granulaire de la charge, et l'analyse statistique du phénomène permet de déduire de l'amplitude observée la charge de l'électron.

**17. Méthode de la goutte équilibrée (Millikan).** — *Théorie.* — Considérons une sphérule de rayon  $a$ , portant une charge électrique  $q$  et soumise à un champ électrostatique vertical d'intensité  $h$  comptée positivement dans le sens de la pesanteur. Les forces qui s'exercent sur la sphérule sont :

1° Son poids :  $mg = \frac{4}{3} \pi a^3 D g$  ( $D$ , densité de la sphère) ;

2° La poussée hydrostatique du fluide au repos de densité  $d$  qui baigne la sphérule. Celle-ci est égale à :  $\frac{4}{3} \pi a^3 d g$  et dirigée de bas en haut ;

3° La force électrique  $hq$  ;

4° La résistance du fluide au mouvement, dirigée en sens inverse de la vitesse  $v$  et égale d'après la loi de Stokes à :

$$f = 6\pi\eta av,$$

$\eta$  étant le coefficient de viscosité du milieu.

L'équation du mouvement de la particule est donc :

$$\frac{4}{3} \pi a^3 D \frac{dv}{dt} = \frac{4}{3} \pi a^3 (D - d)g + hq - 6\pi\eta av ;$$

elle admet pour solution :

$$v = \frac{\frac{4}{3} \pi a^3 (D - d) g + h q}{6 \pi \eta a} \left( 1 - e^{-\frac{6 \pi \eta a}{m} t} \right).$$

Le coefficient  $\frac{6 \pi \eta a}{m}$  étant très grand, l'exponentielle devient négligeable au bout d'un temps très court (de l'ordre de  $10^{-4}$  seconde dans les conditions expérimentales) et on peut admettre sans erreur appréciable que la sphérule acquiert *instantanément* sa vitesse de régime :

$$v = \frac{\frac{4}{3} \pi a^3 (D - d) g + h q}{6 \pi \eta a}.$$

Toutes les quantités qui figurent dans cette relation sont connues ou mesurables à l'exception de  $q$  et de  $a$ . Il suffira donc de mesurer la vitesse  $v_g$  de la particule en chute libre ( $h = 0$ ) et sa vitesse  $v_h$  sous l'action combinée de la pesanteur et du champ  $h$  pour en déduire la grandeur de sa charge :

$$q = \frac{18 \pi \eta}{h} \sqrt{\frac{\eta v_g}{2(D - d)g}} (v_h - v_g).$$

On voit immédiatement que, si l'on communique successivement à *la même* sphérule maintenue dans un champ constant des charges différentes, celles-ci seront directement proportionnelles aux différences  $v_h - v_g$ .

*Expérience.* — Les sphérules sont réalisées sous forme de fines gouttelettes d'huile, dont le rayon est voisin du micron ; on obtient celles-ci en insufflant dans un pulvérisateur ordinaire de l'air débarrassé de ses poussières par filtration sur du coton de verre. Les gouttelettes, électrisées par le frottement sur les parois de la buse, sont introduites en petite quantité au centre d'un condensateur plan formé par deux larges disques parallèles qui, par le jeu d'un commutateur, peuvent être connectés aux bornes d'une batterie d'accumulateurs de 10 000 volts ou mis en

court-circuit. Un faisceau lumineux fourni par une lampe à arc éclaire l'intervalle compris entre les plateaux et permet d'observer les gouttelettes dans une lunette fixe à réticule.

La fig. 9 montre la disposition générale des appareils. Le condensateur AB est contenu dans une caisse cylindrique D reliée à un manomètre à mercure et immergée dans un bain d'huile E à température constante. On peut ainsi définir avec précision la température et la pression du gaz dans lequel se

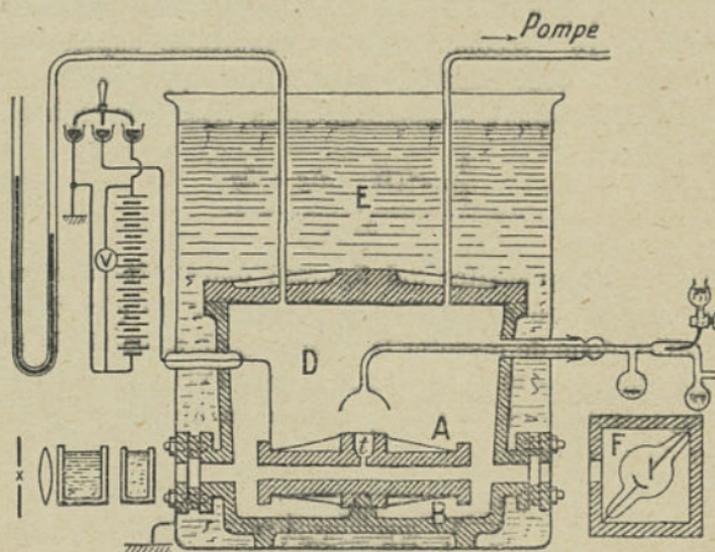


Fig. 9.

meuvent les gouttelettes, et éviter les mouvements de convection qui fausseraient les résultats. Le brouillard d'huile est insufflé dans la caisse D ; un trou d'aiguille *t* percé dans le plateau supérieur A permet à un petit nombre de gouttelettes de pénétrer dans le condensateur. La lunette d'observation, située dans un plan perpendiculaire à celui de la figure, possède un réticule à trois fils horizontaux équidistants ; la vitesse de la goutte s'obtient facilement en mesurant à l'aide d'un chronographe l'intervalle de temps qui sépare ses passages sur deux fils voisins. Enfin, une ampoule F à rayons X permet d'ioniser le gaz compris entre les plateaux du condensateur. Quelques-uns des ions produits peuvent être captés par la gouttelette, ce qui en modifie la charge.

En choisissant convenablement la grandeur et le sens de la différence de potentiel appliquée entre les armatures du condensateur, il est possible de maintenir une même goutte dans le champ d'observation pendant plusieurs heures. On constate alors que la vitesse  $v_g$  en chute libre est constante, ce qui montre que la goutte reste bien semblable à elle-même, mais que la vitesse  $v_h$  prise sous l'action d'un même champ  $h$  subit de temps à autre de brusques variations. *En valeur absolue toutes les valeurs de  $v_h - v_g$  sont multiples d'une même quantité  $z$ .*

Les discontinuités observées manifestent la capture par la gouttelette d'ions du gaz : celles-ci sont en effet beaucoup plus fréquentes lorsque le tube à rayons X fonctionne, et elles se raréfient lorsque l'on abaisse la pression à l'intérieur du récipient contenant le condensateur. L'existence d'un diviseur commun pour tous les  $v_h - v_g$  montre nettement que *les charges des ions capturés par la gouttelette sont tous multiples exacts d'une même quantité  $e$  qui est la charge de l'électron.* Celle-ci est donnée par la relation :

$$e = \frac{18\pi\eta}{h} \sqrt{\frac{\eta v_g}{2(D-d)g}} z.$$

*Détermination exacte de  $e$ .* — La constante  $e$  jouant un rôle considérable en Physique atomique, il est extrêmement intéressant d'augmenter le plus possible la précision des mesures. C'est le but que s'est proposé Millikan, dont les remarquables expériences furent effectuées de 1909 à 1917.

Les quantités  $D$  et  $d$  peuvent être facilement mesurées avec une erreur relative inférieure à  $10^{-4}$ . Les valeurs de  $v_g$  et de  $v_h$  mesurées à l'aide d'un chronographe donnant le 1/100 de seconde ne sont entachées que de l'erreur sur la distance des fils du réticule (1/2 000) et de l'erreur due aux variations de l'équation personnelle ; celle-ci s'élimine par la répétition des mesures. Pour diminuer l'incertitude sur  $h$ , Millikan fit construire un condensateur dont les armatures optiquement planes étaient séparées par des lames à faces parallèles dont l'épaisseur pouvait être mesurée par la méthode interférentielle.

Dans ces conditions,  $h$  pouvait être déterminé avec une précision égale à celle de la mesure de la différence de potentiel, soit  $1/3\ 000$  environ.

Ces précautions prises, il ne subsiste plus que deux causes d'erreurs apparentes :

1° L'incertitude sur la valeur du coefficient  $\eta$  de viscosité du gaz baignant la gouttelette (air contenant de la vapeur d'eau).

2° L'imparfaite réalisation expérimentale des hypothèses qui servent de base à la loi de Stokes.

Une longue série d'expériences exécutée au laboratoire Ryerson (Chicago) par divers physiciens fournit une valeur de  $\eta$  exacte à  $1/2\ 000$  près. En partant de cette donnée et de la valeur de  $e$  fournie par les premières déterminations, Millikan détermina le terme correctif dont la loi de Stokes devait être affectée dans ses expériences, ce qui permit d'atteindre une meilleure approximation.

*Résultats numériques.* — L'étude des mouvements de cinquante-huit gouttes portant des charges comprises entre 1 et 102 électrons donne comme valeur définitive :

$$e = (4,774 \pm 0,005) \cdot 10^{-10} \text{ unité électrost. CGS.}$$

L'expérience montrant que *les charges élémentaires positives et négatives sont rigoureusement égales en valeur absolue*, on se trouve ainsi avoir mesuré avec une précision de  $1/1\ 000$  environ la grandeur du « grain d'électricité » positive ou négative.

**18. Méthode des fluctuations de courant (Schottky).** — *Définition de la fluctuation d'intensité.* — Considérons un tube thermionique à 2 électrodes en fonctionnement. Le courant qui circule entre le filament et la plaque est constitué par les électrons qui s'échappent spontanément du métal incandescent. *Supposons* que la probabilité d'émission de chacun d'eux ne soit pas influ-

encée par l'émission des autres charges, et désignons par  $\bar{n}$  le nombre moyen d'électrons émis par unité de temps calculé sur une très longue période. Soit maintenant  $n_{\Delta t}$  le nombre d'électrons émis pendant un intervalle  $\Delta t$  fini, mais suffisamment grand pour contenir un nombre élevé de phénomènes élémentaires, le calcul des probabilités permet d'établir que :

$$\overline{(n_{\Delta t} - \bar{n}\Delta t)^2} = \bar{n}\Delta t.$$

On appelle *fluctuation*  $j_{\Delta t}$  du courant thermionique pendant le temps  $\Delta t$  l'écart entre l'intensité correspondante  $i_{\Delta t} = \frac{n_{\Delta t}e}{\Delta t}$  et l'intensité moyenne  $i_0 = \bar{n}e$ . L'équation précédente multipliée par  $\frac{e^2}{\Delta t^2}$  donne pour valeur quadratique moyenne de  $j$  pendant un intervalle de temps  $\Delta t$  :

$$\overline{j_{\Delta t}^2} = \sqrt{\frac{i_0 e^2}{\Delta t}}$$

relation qui exprime l'amplitude des fluctuations en fonction de la charge  $e$  de l'électron.

*Effet des fluctuations sur un circuit oscillant.* — Montrons en série avec le tube thermionique un circuit oscillant (fig. 10) constitué par une bobine de résistance  $R$  et de self-induction  $L$  couplée en parallèle avec un condensateur de capacité  $C$ . L'intensité qui traverse le tube pendant un intervalle de temps  $T$  peut être représentée par un développement en série de Fourier :

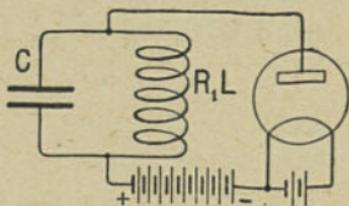


Fig. 10.

$$i = \sum_{k=1}^{k=\infty} C_k \sin(\omega_k t + \varphi_k) + i_0$$

dont le terme constant est égal à l'intensité moyenne  $i_0$ . Le courant constant représenté par ce premier terme n'engendre évidemment aucune oscillation dans le circuit. Il n'en est pas de même pour les autres composantes dont nous allons étudier séparément les effets.

Soit  $I$  l'intensité du courant traversant la self à un instant quelconque, l'intensité correspondante du courant de charge du condensateur sera  $I - i$ , ces deux quantités satisfaisant à la relation bien connue :

$$L \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} \int I dt - RI = \frac{1}{C} \int i dt$$

ou :

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{I}{CL} - \frac{R}{L} \frac{dI}{dt} = \frac{i}{CL},$$

qui peut s'écrire :

$$\frac{d^2 I}{dt^2} - \rho \frac{dI}{dt} + \omega_0^2 I = \omega_0^2 i \quad (1)$$

en introduisant la pulsation propre  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{CL}}$  et le coefficient d'amortissement  $\rho = \frac{R}{L}$  du circuit.

Sous l'action séparée de la composante :

$$i_k = C_k \sin(\omega_k t + \varphi_k),$$

le circuit prend une oscillation définie par la solution correspondante de l'équation (1) :

$$I_k = C_k \omega_0^2 \sqrt{\frac{1}{(\omega_k^2 - \omega_0^2)^2 + \rho^2 \omega_k^2}} \sin(\omega_k t + \varphi'_k) + A e^{-\frac{R}{2L} t} \sin(\omega t - \varphi). \quad (2)$$

Si la période  $T$  pendant laquelle le développement en série de Fourier est valable surpasse considérablement la constante de temps du circuit, l'équation (2) pourra se

réduire à son premier terme. Le carré moyen de l'intensité est alors :

$$\overline{I_k^2} = \frac{1}{2} C_k^2 \omega_0^4 \frac{1}{(\omega_k^2 - \omega_0^2)^2 + \rho^2 \omega_k^2}$$

et le carré moyen de la différence de potentiel aux bornes du condensateur aura pour expression :

$$\overline{E_k^2} = L^2 \overline{I_k^2} \omega_k^2.$$

En faisant la somme des quantités analogues correspondant à toutes les valeurs de  $k \geq 1$ , on obtiendra le carré des fluctuations de différence de potentiel produites par le courant  $i$  :

$$\overline{E^2} = \sum_{k=1}^{k=\infty} \overline{E_k^2} = \sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{1}{2} L^2 \omega_0^2 C_k^2 \frac{\frac{\omega_k^2}{\omega_0^2}}{\left(1 - \frac{\omega_k^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \frac{\rho^2}{\omega_0^2} \frac{\omega_k^2}{\omega_0^2}} \quad (3)$$

Celles-ci se superposent à la différence de potentiel constante  $i_0 R$  produite par le courant moyen  $i_0$ .

Pour calculer  $\Sigma$ , posons  $\frac{\omega_k}{\omega_0} = x$  et supposons en outre que les oscillations du circuit n'exercent pas de réaction sur le tube, ce qui revient à admettre que l'hypothèse initiale de l'indépendance entre les émissions des électrons reste vérifiée, l'équation (3) s'écrit :

$$\overline{E^2} = \frac{1}{2} L^2 \omega_0^2 \sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{C_k^2 x^2}{(1 - x^2)^2 + \frac{\rho^2}{\omega_0^2} x^2} \quad (4)$$

Cette relation montre immédiatement que les composantes de la série de Fourier n'exercent une influence appréciable sur le circuit que lorsqu'elles correspondent à des valeurs de  $x$  peu différentes de l'unité (résonance aiguë). D'autre part, si la période  $T$  du développement est suffisamment longue, il existera un nombre aussi

grand que l'on voudra de coefficients  $C_k$  correspondant à des valeurs de  $x$  comprises entre  $x$  et  $x + \Delta x$ , et le groupe de termes de (4) qui leur correspond pourra être remplacé par :

$$\frac{1}{2} L^2 \omega_0^2 \frac{\overline{C_k^2 x^2}}{(1 - x^2)^2 + \frac{\rho^2}{\omega_0^2} x^2}$$

Si l'on écrit :

$$i_k = A_k \sin \omega_k t + B_k \cos \omega_k t$$

avec :

$$A_k = \frac{2}{T} \int_0^T j \sin \omega_k t \, dt, \quad B_k = \frac{2}{T} \int_0^T j \cos \omega_k t \, dt,$$

on voit immédiatement que :

$$C_k^2 = A_k^2 + B_k^2 = \frac{4}{T^2} \left[ \int_0^T (j \, dt)^2 \sin^2 \omega_k t + \int_0^T (j \, dt)^2 \cos^2 \omega_k t \right].$$

Or, le nombre d'électrons émis pendant une période du circuit oscillant est suffisamment grand pour que l'équation de définition de  $j$  soit valable même pendant un intervalle de temps correspondant à une variation infinitésimale des lignes trigonométriques<sup>1</sup>. On peut donc, sans erreur appréciable, remplacer celles-ci et  $(j \, dt)^2$  par leurs valeurs moyennes  $\frac{1}{2}$  et  $i_0 e$  ce qui conduit à :

$$\overline{C_k^2} = \frac{4}{T} e i_0.$$

Portant cette valeur dans la relation (4) et remplaçant la somme par une intégrale, ce qui est légitimé par le nombre extrêmement élevé des composantes, on obtient

1. Cette hypothèse apparaît comme très légitime si l'on songe que pendant la durée d'une période du circuit oscillant ( $10^{-6}$  seconde environ), un courant de  $10^{-3}$  ampère (intensité employée dans les expériences) transporte environ  $10^{10}$  électrons.

pour carré moyen des variations de différence de potentiel aux bornes du condensateur :

$$\overline{E^2} = \frac{L^2 \omega_0^3 e i_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{(1-x^2)^2 + \frac{\rho^2}{\omega_0^2} x^2} = \frac{L^2 \omega_0^3 e i_0}{\pi} \cdot \frac{\pi}{2 \frac{\rho}{\omega_0}} = \frac{L e i_0}{2 C^2 R}.$$

L'effet produit est donc directement proportionnel à la charge de l'électron ; il croît lorsque la fréquence propre et la self du circuit augmentent et que son amortissement diminue.

*Analogie mécanique.* — Considérons un pendule rap-

pelé à sa position d'équilibre par une force proportionnelle à son écart  $\alpha$  et amorti par une résistance proportionnelle à sa vitesse  $\frac{d\alpha}{dt}$  (fig. 11). Supposons en outre que la masse pendulaire soit soumise aux chocs de nombreux petits projectiles lui communiquant chacun une même quantité de mouvement horizontale et se succédant sans aucun rythme.

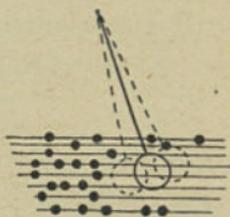


Fig. 11.

Soit  $Q$  la quantité de mouvement moyenne transmise par unité de temps, celle-ci étant choisie de manière à être très supérieure à l'intervalle moyen de deux chocs et à la période du pendule ; on trouve facilement que l'équation du mouvement s'écrit :

$$K \frac{d^2\alpha}{dt^2} + A \frac{d\alpha}{dt} + B\alpha = Q - \delta Q.$$

Celle-ci est exactement du même type que l'équation (1) étudiée plus haut. Si la masse des projectiles est infiniment petite (jet fluide), le second membre est constant et le pendule atteint au bout d'un temps pratiquement fini la position d'équilibre :

$$\alpha_0 = \frac{Q}{A}$$

où il se fixe définitivement. Lorsque cette condition n'est pas remplie, le pendule oscille *indéfiniment* autour de cette même position avec une amplitude dont le carré moyen est proportionnel à la masse des projectiles, qui peut être ainsi déterminée.

*Dispositif expérimental.* — On mesure facilement le carré moyen des fluctuations d'une tension alternative en appliquant celle-ci aux bornes d'un appareil détecteur (lampe à 3 électrodes), suivant la technique couramment employée en T. S. F. Si l'amplitude reste suffisamment petite, on obtient un courant redressé proportionnel au carré de celle-ci.

La figure 12 montre le dispositif adopté. La valve thermionique A ne présentait d'autres particularités que celle d'être

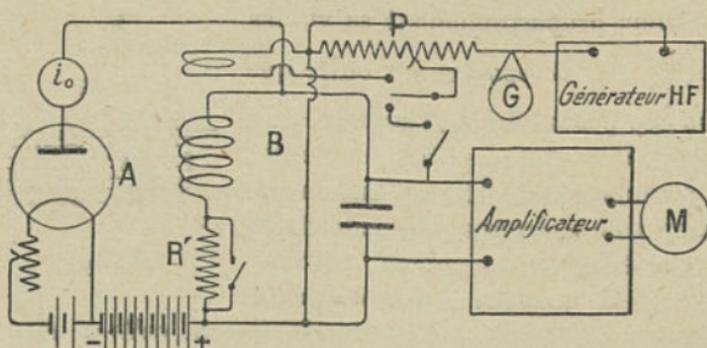


Fig. 12.

parfaitement vidée, afin d'éviter les phénomènes d'ionisation qui fausseraient complètement les mesures. Le circuit oscillant B, constitué par un condensateur de  $612.10^{-12}$  farad et une self de  $80.10^{-6}$  henry, possédait une fréquence propre de 725 000 périodes par seconde ( $\lambda = 415$  m.). La différence de potentiel aux bornes du condensateur était amplifiée 73 000 fois environ par un amplificateur à résonance comportant 3 tubes à 4 électrodes en série. Un quatrième tube servait de détecteur : son courant plaque était mesuré par un microampèremètre M.

L'emploi d'un amplificateur, rendu nécessaire par la petitesse de l'effet à déceler, introduit quelques complications. En effet, le rapport d'amplification étant fonction de la fréquence, cha-

cun des termes constituant le second membre de l'équation (4) doit être affecté d'un poids proportionnel à son coefficient d'amplification. On détermine expérimentalement celui-ci en appliquant à la grille de la première lampe de l'amplificateur une force électromotrice sinusoïdale, que l'on mesure à l'aide d'un potentiomètre P et d'un thermocouple G. La sélectivité de l'amplificateur permet de borner les mesures à un domaine relativement étroit de fréquences.

Enfin, la résistance R du circuit oscillant se détermine en mesurant à l'aide du dispositif précédent le rapport des forces électromotrices nécessaires pour produire la même amplitude d'oscillations, la résistance connue R' étant en série ou court-circuitée.

**Résultats numériques.** — La moyenne d'une série de neuf expériences exécutées de manière à rendre négligeable l'effet de la charge spatiale, qui diminue la probabilité d'émission des électrons, donne pour charge de l'électron :

$$e = 4,76 \cdot 10^{-1} \text{ un. éls. CGS.}$$

L'écart de chaque mesure individuelle avec la moyenne étant inférieur à 2%, on peut considérer ce résultat comme exact à 1 % près. Il ne diffère d'ailleurs que de 1/300 de la valeur obtenue par Millikan.

**10. Conception de l'électron.** — La remarquable concordance des résultats numériques obtenus par deux méthodes aussi complètement différentes que celles qui viennent d'être exposées constitue une excellente démonstration de la *réalité physique* de l'électron. Ce point de vue n'a cependant pas été admis sans de vives discussions par certains physiciens. En particulier, Ehrenhaft et ses élèves ont, en 1914, à la suite de mesures sur la charge de particules métalliques, admis l'existence de sous-électrons qui seraient capturés par les sphérules en nombre d'autant plus élevé que leur rayon est plus grand. La constance de  $e$  au cours des expériences de Millikan serait,

d'après ces auteurs, l'effet d'une « moyenne statistique » portant sur des gouttes de rayon sensiblement égal. D'autre part, nous verrons plus loin, en étudiant la théorie quantique des spectres, qu'il est nécessaire pour rendre compte des faits expérimentaux d'introduire des demi-quantas, ce qui peut être également interprété en faveur de l'existence d'un sous-électron.

Ces deux objections ont été levées successivement. Millikan et ses élèves ont montré par une très belle série d'expériences que la valeur apparente de l'électron était, en général, indépendante du rayon de la particule et de la nature du gaz dans lequel elle tombe. Tout récemment, la mécanique ondulatoire a fourni une explication théorique de l'existence des demi-quantas. On peut donc considérer que, dans l'état actuel de la Science (1928), *l'électron apparaît comme une entité physique bien définie et que nous ne possédons aucune preuve de l'existence d'un sous-électron.*

En l'absence de toute donnée expérimentale sur la structure de l'électron, nous attribuerons à celui-ci la symétrie sphérique et nous *supposerons* que l'action électrostatique exercée par celui-ci sur les charges élémentaires voisines est donnée par la loi de Coulomb.

Dans les calculs qui vont suivre, l'électron sera considéré comme une petite sphère de rayon  $a$  sur la surface de laquelle est répandue uniformément une charge négative égale à  $e$ . *Au repos*, l'électron exerce, en tout point situé à une distance  $r$  de son centre, un champ électrique radial et isotrope, d'intensité égale à :

$$h = - \frac{e}{Kr^2},$$

$K$  étant le pouvoir inducteur spécifique du milieu. L'exactitude de cette hypothèse sera vérifiée *a posteriori* par la concordance des résultats des calculs avec l'expérience.

## L'ÉLECTRON EN MOUVEMENT

Lorsque l'électron se déplace d'un mouvement uniforme, un champ magnétique se superpose au champ électrique de Coulomb. Ces deux champs se propagent avec une vitesse finie et produisent dans le milieu entourant la charge une *localisation d'énergie* qui permet d'expliquer entièrement, au moyen du principe de conservation, la *masse* de l'électron. L'étude des trajectoires électroniques dans des champs électriques et magnétiques uniformes permet de déterminer le rapport  $\frac{e}{m}$  de la charge à la masse, et par conséquent d'obtenir une mesure de cette dernière. Celle-ci est une fonction croissante de la vitesse, fait prévu par la théorie de la relativité. L'électron accéléré émet un rayonnement spécial, ou *onde d'accélération*, qui est le véhicule des échanges d'énergie entre la particule et le milieu.

## I. — L'ÉLECTRON EN MOUVEMENT UNIFORME

**1. Courant de déplacement.** — Avant d'entreprendre l'étude des phénomènes produits par le déplacement d'un électron dans un milieu diélectrique infini, il est nécessaire de rappeler rapidement les hypothèses fondamentales qui ont servi de base aux calculs de Maxwell.

Maxwell pose en principe que *l'électricité est incompressible*. Le flux d'électricité à travers une surface fermée quelconque est donc constamment nul, ce qui entraîne comme corollaire que le mouvement des charges ne peut se produire que le long d'un *circuit fermé*.

D'après cette théorie, le courant de charge d'un con-

densateur *traverse le diélectrique*. Pour expliquer l'arrêt du courant au bout d'un temps très court malgré le maintien d'une force électromotrice constante, Maxwell, suivant les suggestions de Faraday, admet que le diélectrique oppose au passage de l'électricité une force contre-électromotrice *proportionnelle à la quantité d'électricité qui l'a traversé*. Le diélectrique du condensateur chargé peut

donc être comparé à un ressort équilibrant la force qui le bande.

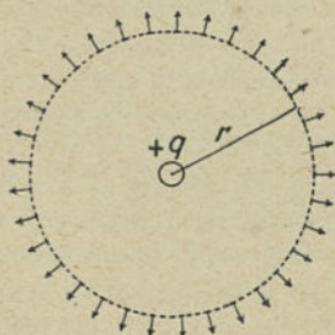


Fig. 13.

Il est facile d'évaluer le champ électrique antagoniste. Considérons une sphère conductrice A (fig. 13) environnée par un diélectrique isotrope de pouvoir inducteur spécifique K. Une charge  $q$  communiquée à la sphère engendrera dans le

diélectrique le champ électrostatique de Coulomb qui, sur une sphère concentrique à la première et de rayon  $r$ , a une direction normale à la sphère et une grandeur :

$$h = \frac{q}{Kr^2}.$$

D'autre part, le principe de l'incompressibilité exige qu'au moment de la charge une quantité d'électricité  $q$  sorte de la sphère sous forme d'un *courant de déplacement*, transportant par unité de surface la charge :

$$D = \frac{q}{s} = \frac{q}{4\pi r^2}.$$

En écrivant qu'à la fin du déplacement la force électrique  $\vec{h}_1$ , opposée à celui-ci par le diélectrique, équilibre

exactement la force de Coulomb, on obtient facilement la relation de Maxwell :

$$\vec{D} = -\frac{K\vec{h}_1}{4\pi} = \frac{K\vec{h}}{4\pi}.$$

Il s'ensuit que, lorsque le champ électrique en un point du diélectrique variera avec la vitesse  $\frac{d\vec{h}}{dt}$ , on observera en ce point un courant de déplacement dont l'intensité, par unité de section droite du tube de force correspondant (intensité spécifique), sera donnée en grandeur et en direction par la relation vectorielle :

$$\vec{j} = \frac{d\vec{i}}{ds} = \frac{K}{4\pi} \frac{d\vec{h}}{dt}.$$

**2. Choix du système d'unités.** — Les formules précédentes sont valables en *unités électrostatiques C. G. S.* Mais, pour rendre homogènes les calculs qui vont suivre, il est nécessaire de transformer celles-ci en prenant pour base les *unités électromagnétiques C. G. S.*, qui s'introduisent tout naturellement dans l'étude des propriétés des courants de conduction. *Ces dernières seront désormais seules utilisées dans le reste de cet ouvrage.*

Désignons par  $c$  le rapport de l'unité électromagnétique de quantité à l'unité électrostatique qui, d'après les meilleures mesures directes est égal à :

$$c = 2,998 \cdot 10^{10};$$

il est facile d'établir les expressions de la force de Coulomb, du champ électrique et du courant de déplacement en unités électromagnétiques :

$$\vec{f} = \frac{c^2 qq'}{K r^2}, \quad \vec{h} = \frac{c^2 q}{K r^2}, \quad \vec{j} = \frac{K}{4\pi c^2} \frac{d\vec{h}}{dt}.$$

**3. Assimilation des courants de déplacement aux courants de conduction.** — La synthèse de Maxwell s'appuie encore sur une troisième hypothèse extrêmement hardie à première vue, mais qui a reçu la sanction de l'expérience. Celle-ci consiste à attribuer aux courants de déplacement les propriétés électriques et magnétiques des courants de conduction qui nous ont été révélées par l'expérience, c'est-à-dire :

**A. Circulation de la force électrique.** — Appelons *circulation* le travail d'une force déplaçant son point d'application le long d'un contour fermé  $C$ . La loi d'Ohm généralisée s'énonce : *La circulation de la force électrique le long d'une ligne de courant est nulle*, ce qui est exprimé par l'équation :

$$\int_C \vec{h} \cdot d\vec{l} = 0,$$

le signe  $\int_C$  indiquant que le contour d'intégration est décrit une seule fois en revenant au point de départ, et le signe  $\cdot$  représentant le produit scalaire<sup>1</sup> des vecteurs  $\vec{h}$  et  $d\vec{l}$ .

**B. Circulation de la force magnétique.** — On déduit de la loi de Biot et Savart que *la circulation de la force magnétique  $\vec{H}$  le long d'un contour enlaçant un circuit fermé, parcouru par un courant d'intensité  $\vec{I}$ , est égale à  $4\pi I$ .*

Désignons par  $\vec{J}$  le vecteur intensité spécifique  $\left(\frac{dI}{ds}\right)$  du courant de conduction. La condition d'incompressibilité

1. Les lecteurs peu familiarisés avec le calcul vectoriel trouveront tous les renseignements nécessaires dans le « Calcul vectoriel » par Raoul Bricard (Collection Armand Colin).

exigeant que le flux de  $\vec{J}$  soit nul à travers toute surface fermée, on voit facilement que :

$$\int \vec{H} \cdot d\vec{l} = 4\pi \int \int_S \vec{J} \cdot \vec{n} \, ds,$$

S désignant une surface *quelconque* limitée au contour C suivant lequel on calcule la circulation. formule de La Stokes :

$$\int_C \vec{A} \cdot d\vec{l} = \int \int_S \text{rot } \vec{A} \cdot \vec{n} \, ds$$

permet d'écrire la relation précédente :

$$\text{rot } \vec{H} = 4\pi \vec{J}.$$

**4. Équations de Maxwell relatives au diélectrique.** — Appliquons les résultats précédents aux courants de déplacement qui se produisent dans un diélectrique isotrope de pouvoir inducteur spécifique  $K$  et de perméabilité magnétique  $\mu$  ne contenant aucune charge électrique libre ni aucune masse magnétique.

La circulation de la force électrique le long d'un circuit fermé est égale à la somme des circulations de ses composantes. Celles-ci sont au nombre de deux, que nous compterons positivement dans le sens du courant de déplacement  $\vec{j}$  :

1° La force électrique d'induction produite par les variations du flux magnétique  $\Phi$  embrassé par le circuit et dont la circulation est égale à :

$$-\frac{d\Phi}{dt} = - \int \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \vec{n} \, ds$$

où  $\vec{B} = \mu \vec{H}$  représente l'induction magnétique dans le milieu.

2° La force électrique  $\vec{h}_1$  opposée par le diélectrique aux courants de déplacement et dont la circulation est égale à :

$$\int \vec{h}_1 \cdot d\vec{l} = - \int \vec{h} \cdot d\vec{l} = - \int \int_S \text{rot } \vec{h} \cdot \vec{n} \, ds,$$

$\vec{h}$  désignant la force  $-\vec{h}_1$  qui produit le courant  $\vec{j}$ .

La somme des circulations devant être identiquement nulle quel que soit le circuit choisi, on en déduit la première relation de Maxwell :

$$\text{rot } \vec{h} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = - \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (1)$$

La seconde relation s'obtient aisément en appliquant au courant de déplacement l'équation relative à la circulation de la force magnétique :

$$\text{rot } \vec{H} = 4\pi \vec{j} = \frac{K}{c^2} \frac{\partial \vec{h}}{\partial t}. \quad (2)$$

Les équations aux dérivées partielles (1) et (2) expriment les rotationnels de  $\vec{h}$  et  $\vec{H}$  en fonction de leurs dérivées par rapport au temps. Ces relations ne permettent pas de définir  $\vec{h}$  et  $\vec{H}$ . Pour ce faire, il faut se donner leurs divergences et leur imposer la condition (toujours remplie d'ailleurs) d'être à l'infini d'un ordre de petitesse égal ou supérieur à  $\frac{1}{r^2}$ .

L'absence de charges électriques ou magnétiques dans le diélectrique impose aux flux d'induction électrique et magnétique d'être conservatifs, ce que la formule d'Ostrogradsky permet d'écrire :

$$\text{div } (K\vec{h}) = 0, \quad (3)$$

$$\text{div } (\mu\vec{H}) = 0. \quad (4)$$

**5. Propagation des champs.** — Le système différentiel constitué par les relations (1), (2), (3), (4) définit complètement dans le temps et dans l'espace les vecteurs  $\vec{h}$  et  $\vec{H}$ . On le résout facilement en écrivant l'égalité des rotationnels des deux membres de chaque équation, soit :

$$\text{rot rot } \vec{h} = -\mu \text{ rot } \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \text{ rot } \vec{H} = -\frac{K\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial t^2},$$

$$\text{rot rot } \vec{H} = \frac{K}{c^2} \text{ rot } \frac{\partial \vec{h}}{\partial t} = \frac{K}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \text{ rot } \vec{h} = -\frac{K\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}.$$

Or, pour tout vecteur  $\vec{A}$ , on a :

$$\text{rot rot } \vec{A} = -\text{grad div } \vec{A} - \Delta \vec{A}.$$

Les flux des vecteurs  $\vec{h}$  et  $\vec{H}$  étant conservatifs, leurs divergences sont nulles, donc :

$$\Delta \vec{h} = \frac{K\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial t^2}, \quad \Delta \vec{H} = \frac{K\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}.$$

Ces équations aux dérivées partielles du second ordre, du même type que l'équation du son, montrent que *les perturbations électriques et magnétiques se propagent dans le diélectrique avec une vitesse égale à :*

$$c_1 = \frac{c}{\sqrt{K\mu}}.$$

**6. Champ magnétique produit par un électron en mouvement uniforme.** — Supposons qu'un électron libre puisse se déplacer dans le diélectrique dont nous venons d'étudier les propriétés, et admettons avec H. A. Lorentz que les équations de Maxwell soient encore valables en tout point extérieur à la charge mobile. Celle-ci sera assimilée à une très petite sphère de rayon  $a$  portant une

charge  $^1 - e$  uniformément répartie sur sa surface et animée d'un mouvement rectiligne et uniforme de vitesse  $\vec{v}$  (fig. 14).

Soit A la position de l'électron à l'instant  $t = 0$ . Nous nous proposons de déterminer la direction et la grandeur des champs produits par la charge mobile en un point M situé à une distance  $r$  de l'électron dans une direction faisant un angle  $\alpha$  avec la vitesse  $\vec{v}$ .

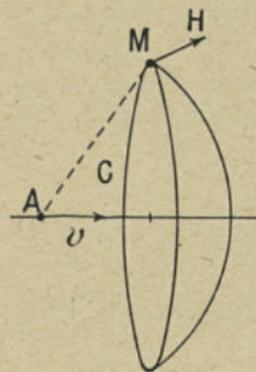


Fig. 14.

Le champ électrique correspondant au passage de l'électron en A ne s'établit en M qu'à l'époque  $t = \frac{r}{c_1}$ . Pour un observateur immobile par rapport au diélectrique, il est dirigé suivant la droite MA ; on voit immédiatement qu'il reste constamment contenu dans le plan P passant par le point M et la

vitesse  $\vec{v}$ . Le vecteur  $\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t}$  jouit donc de la même propriété, ce qui permet de conclure que  $\vec{H}$  est normal au plan considéré. En effet, le flux de  $\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t}$  étant nul à travers tout contour fermé C tracé dans P, on déduit de la formule de Stokes et de la seconde équation de Maxwell :

$$\int_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int \int \text{rot } \vec{H} \cdot \vec{n} \, ds = \frac{K}{c^2} \int \int \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} \cdot \vec{n} \, ds = 0.$$

<sup>1</sup> Dans tous les calculs qui vont suivre, nous mettrons en évidence le signe — de la charge électronique et nous désignerons par  $e$  a valeur absolue de celle-ci.

Cette relation ne peut être vérifiée identiquement que si  $\vec{H}$  est normal au plan P. En l'appliquant au contraire à un contour circulaire passant par M et admettant  $\vec{v}$  pour axe de symétrie, on obtient facilement la valeur de  $\vec{H}$  qui, le long de la circonférence, est constant et tangent à celle-ci. Donc :

$$\int_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = 2 \pi r \sin \alpha H =$$

$$\frac{K}{c^2} \int \int \frac{\partial h}{\partial t} \cdot \vec{n} ds = \frac{K}{c^2} \frac{d}{dt} \int \int \vec{h} \cdot \vec{n} ds.$$

Pour évaluer le flux de  $\vec{h}$  à travers C, considérons la calotte sphérique de centre A et de base C. En tous points de celle-ci, le champ électrique est radial et égal à  $-\frac{c^2 e}{K r^2}$  donc :

$$\frac{K}{c^2} \frac{d}{dt} \int \int \vec{h} \cdot \vec{n} ds =$$

$$\frac{K}{c^2} \frac{d}{dt} \left[ -\frac{c^2 e}{K r^2} \cdot 2 \pi r^2 (1 - \cos \alpha) \right] = -2 \pi e \sin \alpha \frac{d\alpha}{dt}.$$

Comme :

$$r d\alpha = v dt \sin \alpha,$$

on a :

$$H_t = \frac{r}{c_1} = -\frac{e v \sin \alpha}{r^2}.$$

Le signe  $-$  montre que, par rapport au vecteur  $\vec{v}$ ,  $\vec{H}$  est orienté dans le sens des rotations négatives (sinistrorsum). L'indice de H exprime que le champ magnétique s'établit en M avec un retard égal au temps mis par la perturbation pour franchir la distance AM. L'effet de ce retard ne devient appréciable que lorsque la vitesse de la

particule n'est plus très petite par rapport à celle de la perturbation (299 800 km/sec dans le vide où  $K = \mu = 1$ ).

**7. Localisation d'énergie dans le diélectrique.** — Dans la conception de Maxwell, le passage du courant de déplacement produit dans le diélectrique une *tension* ou *force contre-électromotrice* capable de déplacer les charges en sens inverse lorsqu'on supprime le champ polarisant. On peut donc admettre l'existence d'une *énergie potentielle* localisée dans les éléments du diélectrique.

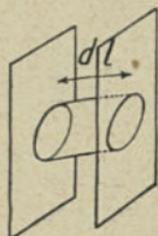


Fig. 15.

Soit (fig. 15) un tube de courant de déplacement de section droite  $ds$  limité à deux surfaces équipotentielles correspondant à une différence de potentiel :  $dV = h dl$ . Lors de l'établissement du champ électrique une charge :

$$q = D ds = \frac{Kh ds}{4\pi c^2}$$

s'est déplacée le long du tube. Au moment de la suppression du champ, la même charge se déplaçant en sens inverse subira le long du tronçon de tube considéré une chute de potentiel dont la valeur moyenne sera  $\frac{dV}{2} = \frac{1}{2} h dl$ .

L'énergie correspondante :

$$W_e = \frac{Kh^2}{8\pi c^2} ds dl = \frac{Kh^2}{8\pi c^2} d\tau \quad (h \text{ en unités élm.})$$

pourra être considérée comme restituée par le diélectrique.

On peut développer une théorie toute semblable pour le champ magnétique qui obéit à des lois de même forme que celles du champ électrique ; on trouve alors que l'énergie localisée dans un élément de volume  $d\tau$  est :

$$W_m = \frac{\mu H^2}{8\pi} d\tau$$

La disparition du facteur de dimension  $\frac{1}{c^2}$  est due au fait que le champ magnétique est exprimé dans son système naturel d'unités.

**8. Masse électromagnétique de l'électron.** — Soit un électron animé d'un mouvement rectiligne et uniforme de vitesse  $v$  suffisamment faible pour que son déplacement soit négligeable pendant la période d'établissement des champs. L'énergie magnétique localisée dans le diélectrique est :

$$W_m = \frac{\mu}{8\pi} \iiint H^2 d\tau = \frac{\mu}{8\pi} \iiint \frac{e^2 v^2 \sin^2 \alpha}{r^4} d\tau,$$

l'intégrale étant étendue à tout l'espace extérieur à l'électron, représenté par une sphère de rayon  $a$ . On a facilement :

$$W_m = \frac{\mu e^2 v^2}{8\pi} \int_a^\infty \frac{dr}{r^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta = \frac{\mu e^2 v^2}{3a}.$$

Cette énergie a les dimensions d'une force vive correspondant à la masse :

$$m_0 = \frac{2\mu e^2}{3a}.$$

Le principe de la conservation de l'énergie exigeant que l'énergie du champ soit fournie par les forces qui mettent l'électron en mouvement et restituée lors de l'arrêt, on voit que les actions électromagnétiques qui s'exerceront sur la charge mobile lors de son accélération doivent être de même sens et de même dimension que les *forces d'inertie*. Comme la masse électromagnétique varie en raison inverse du rayon  $a$  de l'électron, *on pourra toujours, en choisissant celui-ci suffisamment petit, rendre compte de toute l'inertie de la particule sans faire intervenir un substratum matériel.*

Pour rappeler que l'expression de  $m_0$  n'est valable que pour des vitesses faibles par rapport à  $c_1$  on donne à cette quantité le nom de *masse au repos de l'électron*<sup>1</sup>.

**9. Action d'un champ magnétique sur un électron en mouvement.** — Si on compare le champ magnétique produit par un électron en mouvement au champ d'un élément de courant de longueur  $dl$  et d'intensité  $i$  :

$$H = \frac{i dl \sin \alpha}{r^2},$$

(Loi de Biot et Savart)

on voit immédiatement qu'un électron de vitesse  $v$  est équivalent à un élément de courant centré sur la charge, dirigé suivant la tangente à sa trajectoire et tel que :

$$\vec{i} dl = - e \vec{v}.$$

La théorie électronique admet que le courant de convection qui prend naissance dans les conducteurs est produit par le déplacement sous l'action du champ électrique des charges négatives élémentaires. L'expérience montrant d'autre part que l'élément  $\vec{i} dl$  placé dans une substance où l'induction magnétique est  $\vec{B}$ , subit une force  $\vec{f}$  donnée en grandeur et en direction par le *produit vectoriel* :

$$\vec{f} = \vec{i} dl \times \vec{B}.$$

Il est naturel d'attribuer cette force à la sommation des actions élémentaires exercées par le champ  $\vec{B}$  sur

1. Pour être rigoureux, il faudrait tenir compte du champ électrique produit par la variation du champ magnétique et qui localise également dans l'espace une quantité d'énergie variable avec la vitesse de l'électron. L'erreur relative commise en négligeant celui-ci est de l'ordre de  $\frac{vr}{c_1}$ .

chacun des électrons en mouvement dans le conducteur. Soit  $N$  le nombre d'électrons contenus dans l'élément; on a nécessairement, pour satisfaire à la loi de Biot et Savart :

$$\vec{i} dl = - N e \vec{v}.$$

La force exercée sur chaque électron est donc :

$$\vec{f} = - e (\vec{v} \times \vec{B}).$$

Cette loi obtenue par généralisation a été soumise au contrôle de l'expérience.

**10. Fondement des équations de Maxwell.** — La relation précédente pourrait être déduite de la première équation de Maxwell par un raisonnement analogue à celui du § 6. La démonstration, d'apparence plus élégante, ne serait pas plus rigoureuse, car les équations de Maxwell ne sont pas autre chose que la généralisation des lois d'Ohm et de Biot et Savart au moyen d'hypothèses dont la hardiesse n'est pas exempte d'arbitraire. *En réalité, le mécanisme des actions entre les charges et le milieu diélectrique est tout à fait inconnu.* Maxwell avait tenté d'en rendre compte en édifiant sa théorie tourbillonnaire de l'électricité, de laquelle se déduisent directement les relations que nous venons d'établir par des considérations plus générales. Mais, malgré l'ingéniosité déployée par le grand physicien, ce modèle mécanique semble si artificiel que Boltzmann pouvait avec raison écrire au début de son livre sur la théorie de Maxwell : « Est-ce un Dieu qui a écrit ces signes? »

Cependant, les équations de Maxwell ont permis de réaliser une synthèse d'une telle ampleur que les physiciens ont préféré créer une mécanique nouvelle plutôt que de renoncer à une explication qui, conjuguée à la dynamique newtonienne, conduisait à un résultat contre-

dit par l'expérience. En sacrifiant à la théorie électromagnétique les principes sur lesquels s'était appuyée la Science pendant trois siècles, ils ont affirmé l'impossibilité de l'action instantanée à distance et admis le principe de l'action médiate, tout en gardant sur le rôle du milieu les idées les plus diverses et les plus contradictoires.

## II. — DÉTERMINATION DU RAPPORT DE LA CHARGE DE L'ÉLECTRON A SA MASSE

### 11. Trajectoires de l'électron dans des champs uniformes.

— Les forces électriques et magnétiques qui agissent sur l'électron étant définies sans ambiguïté, la détermination des trajectoires se ramène à un problème classique de mécanique.

*A. Champ électrique.* — Dans un champ électrique uniforme d'intensité  $h$  (unités él.m.), un électron de masse  $m$  et de vitesse  $v$  est soumis à une force égale à  $-he$ . Celle-ci est équivalente à l'action d'un champ de pesanteur d'intensité  $-\frac{he}{m}$ ; on voit donc que la trajec-

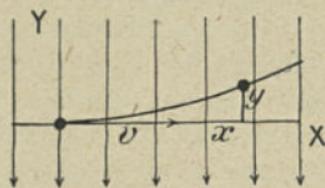


Fig. 16.

toire est une *parabole* dont les paramètres dépendent de la grandeur et de la direction de la vitesse initiale de la particule.

Supposons en particulier (fig. 16) que la vitesse initiale soit normale au champ. Au bout du temps  $t$ , l'électron a avancé dans le sens de sa vitesse d'une longueur :

$$x = vt,$$

tout en se déplaçant en sens inverse du champ de :

$$y = \frac{1}{2} \frac{he}{m} t^2.$$

La déviation de la particule est donc :

$$y = \frac{1}{2} \frac{he x^2}{m v^2}. \quad (1)$$

B. *Champ magnétique.* — La force :

$$f = -e (\vec{v} \times \vec{H})$$

que subit un électron dans un champ magnétique uniforme d'intensité  $\vec{H}$  est constamment normale à sa vitesse ; elle ne peut donc modifier cette dernière, mais elle donne à la trajectoire un rayon de courbure  $R$  tel que la force centrifuge et l'action électromagnétique s'équilibrent exactement, soit :

$$e (\vec{v} \times \vec{H}) = \frac{m v^2}{R}.$$

Si la vitesse initiale est normale aux lignes de force du champ, la trajectoire est une *circonférence* de rayon :

$$R = \frac{m v}{e H}. \quad (2)$$

Si  $\vec{v}$  et  $\vec{H}$  forment un angle quelconque, la trajectoire est une *hélice* tracée sur un cylindre de rayon  $R = \frac{m v}{e H}$  dont les génératrices sont parallèles aux lignes de force du champ.

Il est bon de remarquer que la quantité  $m$  qui figure dans les relations précédentes représente le *coefficient d'inertie pour les déplacements transversaux*. Si, d'autre part, on faisait agir sur un électron partant du repos un champ électrique, le principe de la conservation de l'énergie permettrait d'écrire :

$$\frac{1}{2} m v^2 = eV, \quad (3)$$

$V$  étant la différence de potentiel subie par l'électron. La grandeur  $m$  est le *coefficient d'inertie pour les déplacements*

*ments longitudinaux* (c'est-à-dire parallèles à la vitesse). La vitesse finie de propagation du champ magnétique produit par l'électron en mouvement ne permet pas d'admettre *a priori* l'identité des deux coefficients d'inertie. Nous les distinguerons donc par les noms de *masse transversale*  $m_t$  et de *masse longitudinale*  $m_l$ . Les deux grandeurs convergent vers une limite commune qui est la *masse au repos*  $m_0$ , lorsque la vitesse de la charge est suffisamment faible pour que le champ magnétique puisse être considéré comme isotrope.

12. Principe de la mesure de  $\frac{e}{m}$ . — On obtient la valeur de  $\frac{e}{m}$  en éliminant la vitesse inconnue  $v$  de l'électron entre deux des trois équations établies au paragraphe précédent.

A. *Méthode de la déviation magnétique simple.* — On mesure le rayon de courbure de la trajectoire dans un champ magnétique uniforme d'électrons de vitesse suffisamment faible pour que  $m$  puisse être remplacé par  $m_0$  dans (3). Les équations (2) et (3) donnent  $\frac{e}{m_0}$  en fonction des paramètres expérimentaux.

B. *Méthode de compensation.* — On filtre les électrons de vitesses variées émis par un corps radioactif placé entre les armatures d'un condensateur plan, en soumettant simultanément ceux-ci aux actions antagonistes d'un champ électrique et d'un champ magnétique orthogonaux. Seuls les électrons animés d'une vitesse telle que la force résultante soit nulle peuvent sortir du condensateur. En mesurant leur déviation magnétique, on déduit  $\frac{e}{m}$  à l'aide de (2).

C. *Méthode des trajectoires identiques.* — Un faisceau homogène d'électrons dont on peut faire varier la vitesse à volonté est soumis *successivement* à l'action d'un champ électrique et d'un champ magnétique agissant dans le même sens. Pour chaque valeur de la vitesse des électrons, on règle les champs de manière que les déviations électriques et magnétiques soient égales. En éliminant  $v$  entre (1) et (2), on peut exprimer  $\frac{e}{m}$  en fonction de la déviation et de l'intensité des champs.

Les deux dernières méthodes permettent d'étudier la variation du rapport  $\frac{e}{m}$  en fonction de la vitesse.

### 13. Méthode de la déviation magnétique simple (Classen).

— *Appareils.* — Un récipient de verre A (fig. 17) divisé en deux parties par un diaphragme métallique C, percé d'un trou étroit en son centre, est évacué par une pompe Gaede à mercure. La partie supérieure de l'appareil contient un filament de platine F recouvert d'oxydes alcalino-terreux (cathode de Wehnelt) situé à une très petite distance (1 mm.) de l'orifice du diaphragme. La partie inférieure

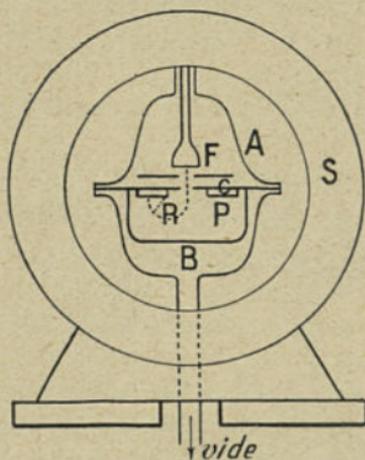


Fig. 17.

renferme une plaque photographique annulaire P contenue dans une boîte métallique B formant écran électrostatique. L'ensemble de l'appareil est placé au centre d'une paire de bobines d'Helmholtz S produisant

un champ magnétique très sensiblement uniforme dans une région assez étendue.

Une différence de potentiel de 1 000 volts étant établie entre le diaphragme et le filament, les électrons émis par ce dernier prennent toute leur vitesse pendant la traversée de cet étroit espace, puis pénètrent dans la partie inférieure de l'appareil où ils ne sont plus soumis qu'à l'action du champ magnétique. Après avoir décrit une demi-circonférence de rayon R dont le plan est normal à la direction du champ, ils viennent frapper la plaque photographique qu'ils impressionnent au point d'impact. On déduit facilement des équations (2) et (3) :

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{RH} = \frac{2V}{R^2H^2}.$$

Le rayon R se déduit de la distance des traces correspondant à deux valeurs égales et de sens contraire du champ magnétique. L'effet du champ terrestre nécessite une correction qu'on détermine en prenant une série de clichés dans des azimuts régulièrement espacés.

**Résultats.** — En opérant sur des électrons accélérés par une différence de potentiel de 1 000 volts ( $v = 0,06 c$ ), Classen a trouvé (1908) pour valeur de  $\frac{e}{m}$  :

$$\frac{e}{m} = 1,773 \cdot 10^7 \text{ unités él. C. G. S.}$$

avec une précision qu'il estime à 0,002. Une seconde série d'expériences, effectuée avec une différence de potentiel de 4 000 volts ( $v = 0,12c$ ), ayant montré que :

$$\frac{m_{4000}}{m_{1000}} = 1,004,$$

on peut admettre pour valeur de  $\frac{e}{m_0}$  :

$$\frac{e}{m_0} = (1,77 \pm 0,01) \cdot 10^7 \text{ unités él. C. G. S.}$$

14. **Méthode de compensation (Eucherer).** — Le dispositif expérimental employé ici est une application de la méthode des champs croisés inaugurés par J. J. Thomson dans sa célèbre expérience des cycloïdes (1899).

**Appareils.** — Au centre d'une boîte cylindrique étanche B de 16 cm. de diamètre (fig. 18), se trouve un condensateur plan C dont les armatures sont constituées par deux disques circulaires de 8 cm. de diamètre distants de 0,25 mm. Un grain de fluorure de radium *f* placé au centre du condensateur émet dans toutes les directions des électrons de vitesses variées. Après avoir fait le vide dans l'appareil, on établit une différence de potentiel constante entre les armatures du condensateur,

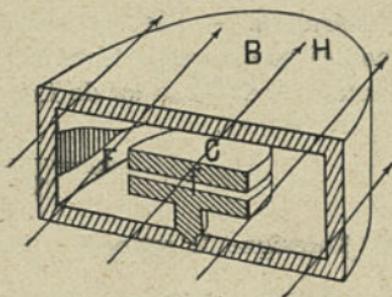


Fig. 18.

et on crée au moyen d'un long solénoïde un champ magnétique sensiblement uniforme et parallèle à celles-ci. On voit immédiatement que seuls les électrons dont la vitesse initiale est parallèle aux armatures du condensateur, et telle que l'action résultante des deux champs soit nulle, peuvent parcourir le chemin long et étroit qui leur est offert. Au sortir de C, ils ne sont plus soumis qu'à l'action du champ magnétique. Celui-ci leur imprime une déviation dont la grandeur est enregistrée sur un film photographique F appliqué contre la paroi intérieure de B.

On obtient après développement une courbe qui permet d'étudier les variations du rapport  $\frac{e}{m_t}$  ( $m_t$ , masse transversale) en fonction de la vitesse de l'électron. Dési-

gnons en effet par  $\alpha$  l'angle de la vitesse initiale avec la direction du champ magnétique, les électrons ne peuvent sortir de C que s'ils possèdent une vitesse  $v$  telle que :

$$evH \sin \alpha = he;$$

$v$  est donc une fonction de l'abscisse de la courbe tracée sur le film. D'autre part, l'ordonnée de celle-ci est liée au rayon de courbure de la trajectoire, et par conséquent au rapport  $\frac{e}{m_t}$ , par une relation facile à établir.

*Résultats.* — Les expériences de Bucherer (1908) ont montré que la masse transversale croissait avec la vitesse conformément à la loi de Lorentz :

$$m_t = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

où  $\beta$  désigne le rapport  $\frac{v}{c}$ . En tenant compte de différentes causes d'erreurs, dont la plus importante est l'action du champ produit par les bords du condensateur sur les électrons qui sont sortis de celui-ci, Bucherer a obtenu pour valeur de

$$\frac{e}{m_0} = (1,763 \pm 0,009) \cdot 10^7,$$

**15. Méthode des trajectoires identiques (Guye et Lavanchy).** — Une importante série de mesures basée sur cette méthode fut exécutée en 1915 par Guye et Lavanchy afin de confronter avec l'expérience les conclusions de deux hypothèses opposées :

1° La théorie d'Abraham, basée sur l'indéformabilité absolue de l'électron et conduisant à la loi :

$$m_t = \frac{3m_0}{4\beta^2} \left[ \frac{1 + \beta^2}{2\beta} \log_e \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 1 \right].$$

2° La théorie de Lorentz-Einstein, admettant la contraction des électrons parallèlement au sens de leur mouvement et exigeant que :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

*Appareils.* — Une différence de potentiel sensiblement constante produite par une machine électrostatique M (fig. 19), est appliquée entre l'anode A et la cathode C d'un tube à rayons cathodiques très allongé (80 cm). L'anode, percée d'un trou très étroit, délimite

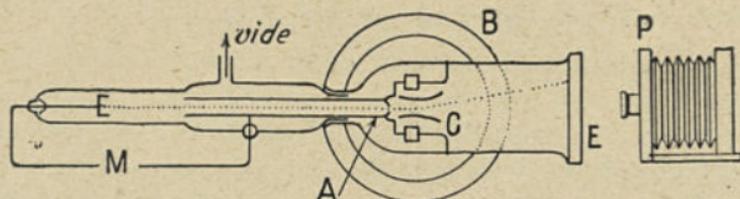


Fig. 19.

un mince faisceau d'électrons qui, après avoir traversé un condensateur C, viennent exciter la fluorescence d'un écran translucide E au tungstate de calcium. Un champ magnétique d'intensité connue pouvait être produit dans la région C au moyen de deux bobines B ; la déviation qu'il produisait était parallèle à la déviation due au champ électrique. L'une et l'autre étaient enregistrées en photographiant au moyen de la chambre P l'écran fluorescent.

En réglant l'intensité des champs électrique et magnétique, il est possible de rendre identiques les trajectoires de deux électrons de vitesses  $v_1$  et  $v_2$  et de masses transversales  $m_1$  et  $m_2$  différentes. Ce résultat est réalisé pour le champ magnétique lorsque :

$$\frac{H_1}{m_1 v_1} = \frac{H_2}{m_2 v_2}$$

et pour le champ électrique lorsque :

$$\frac{h_1}{m_1 v_1^2} = \frac{h_2}{m_2 v_2^2}.$$

On en déduit :

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{H_1 h_2}{H_2 h_1}, \quad \frac{m_1}{m_2} = \frac{h_1 H_1^2}{h_2 H_2^2}.$$

$\frac{v_1}{v_2}$  et  $\frac{m_1}{m_2}$  sont ainsi exprimés en fonction de  $\frac{H_1}{H_2}$  et de  $\frac{h_1}{h_2}$ , rapports respectivement égaux au quotient  $\frac{I_1}{I_2}$  des intensités dans les bobines de champ et au quotient  $\frac{V_1}{V_2}$  des différences de potentiel aux bornes du condensateur. En effectuant une des mesures pour une valeur  $v_0$  de la vitesse suffisamment petite pour que  $m_t$  soit très voisine de  $m_0$  quelle que soit l'hypothèse adoptée, on peut déduire  $v_0$  de la mesure de la différence de potentiel aux bornes du

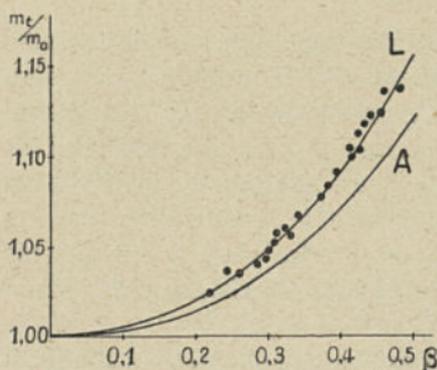


Fig. 20.

tube, et déterminer de proche en proche  $m_t$  et  $v$  en valeur absolue. Pour effectuer ce calcul, Guye et Lavanvachy ont adopté la valeur de Classen :

$$\frac{e}{m_0} = 1,77 \cdot 10^7.$$

**Résultats.** — Deux mille doubles déviations (électriques et magnétiques) correspondant à des vitesses comprises entre 0,22 et 0,49c furent mesurées. La fig. 20 montre comment les points expérimentaux se placent par rapport aux courbes théoriques de Lorentz, L, et

d'Abraham, A. Au degré de précision des mesures (1/150 environ), la formule de Lorentz peut être considérée comme parfaitement vérifiée par l'expérience. La courbe représentative de  $m_t$  tend vers une asymptote verticale correspondant à  $\beta = 1$ .

**16. Rayon de l'électron.** — En adoptant la valeur :

$$\frac{e^2}{m_0} = (1,76 \pm 0,01) \cdot 10^7 \text{ un. él. CG S}$$

qui paraît actuellement la plus probable, et la valeur de la charge de l'électron mesurée par Millikan :

$$\begin{aligned} e &= (4,774 \pm 0,005) \cdot 10^{-10} \text{ un. éls. CG S,} \\ &= (1,591 \pm 0,002) \cdot 10^{-20} \text{ un. él. CG S,} \end{aligned}$$

on trouve :

$$m_0 = 0,90 \cdot 10^{-27} \text{ gr.}$$

La dernière formule du paragraphe 8 (p. 000) permet de calculer le rayon de l'électron correspondant au vide ( $\mu = 1$ ) :

$$a = 1,9 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

Cette quantité est de l'ordre de 1/100 000 du rayon atomique ou, si l'on préfère, l'électron et l'atome sont dans le même rapport de proportions qu'une sphère de 100 mètres de diamètre et une tête d'épingle.

**17. Oscillographes cathodiques.** — L'extrême petitesse de la masse de l'électron permet à celui-ci d'acquérir une composante de vitesse appréciable pendant le très court intervalle de temps où il est soumis aux champs déviants. Si ceux-ci exercent leur action sur une portion de trajectoire longue de 5 centimètres et si  $\beta$  est égal à 1/2 (ce qui correspond à une différence de potentiel de 70 000 volts environ), cette durée est égale à  $3 \cdot 10^{-10}$  seconde. Le faisceau électronique est donc capable d'obéir fidèlement à des variations des champs extrêmement rapides.

Toute une série d'appareils destinés à l'étude des phénomènes électriques de très courte durée ont été basés sur ce principe. Le plus ancien est le tube de Braun (1897) dont l'appareil de Guye et Lavanchy reproduit la disposition générale, abstraction faite du sens des déviations. Celles-ci, qui sont en général orthogonales entre elles, peuvent être produites soit par deux champs électriques ou magnétiques rectangulaires, soit par un champ électrique et un champ magnétique parallèles. On obtient un faisceau électronique plus puissant et plus régulier en prenant comme cathode un ruban de platine recouvert d'oxydes alcalino-terreux (Oscillographe Western). Ces appareils sont très commodes pour l'étude simultanée de deux phénomènes dont les périodes sont des multiples exacts. En réglant les déviations de manière à ce que chacune d'elles soit proportionnelle à l'une des quantités à étudier, on obtient sur l'écran, par suite de la persistance des impressions lumineuses, une courbe fermée, lieu géométrique des points d'impact du faisceau, dont on peut déduire la loi de variation *relative* des phénomènes. Si ceux-ci sont des fonctions sinusoïdales du temps, le tube reproduit les figures de Lissajous.

En 1922, M. Dufour a réalisé un oscillographe démontable évacué par une pompe moléculaire, et dans lequel le faisceau électronique vient frapper une plaque photographique. Un champ magnétique déplace le point d'impact perpendiculairement à la direction correspondant à l'action du phénomène et avec une très grande vitesse (pouvant atteindre 800 km/sec.). Dans ces conditions, l'inventeur est parvenu à enregistrer directement des oscillations électriques dont la fréquence atteignait 220 millions par seconde ( $\lambda = 1,4$  m). Ce remarquable appareil, dont la sensibilité correspond à 1 mm de déviation par 10 volts, permet d'étudier complètement le fonctionnement des appareils de T. S. F.

## III. — L'ÉLECTRON ACCÉLÉRÉ

18. Potentiels vecteur et scalaire produits par un électron en mouvement. — Ayant défini les champs électriques et magnétiques produits par un électron en mouvement uniforme, nous allons déterminer ceux-ci pour un électron soumis à une accélération. Nous supposons, comme précédemment, que la vitesse de l'électron reste petite par rapport à  $c_1$ , et nous prendrons comme système de référence des axes liés au diélectrique de pouvoir inducteur spécifique  $K$  et de perméabilité magnétique  $\mu$  dans lequel se déplace la charge.

Posons :

$$\vec{\mu H} = \vec{\text{rot}} F. \quad (1)$$

et remplaçons  $\vec{H}$  par sa valeur dans la première équation de Maxwell (§ 4, p. 38), on obtient :

$$\vec{\text{rot}} h + \vec{\text{rot}} \frac{\partial F}{\partial t} = \vec{\text{rot}} \left( h + \frac{\partial F}{\partial t} \right) = 0,$$

ce qui exprime que  $\vec{h} + \frac{\partial F}{\partial t}$  dérive d'un potentiel ; on peut donc écrire :

$$\vec{h} + \frac{\partial F}{\partial t} = \vec{\text{grad}} U ; \quad (2)$$

$U$  est le *potentiel scalaire* défini en électrostatique. En portant dans la seconde équation de Maxwell (§ 4, p. 38) la valeur de  $\vec{H}$  tirée de (1) et celle de  $\vec{h}$  déduite de (2), on a :

$$\vec{\text{rot}} \vec{\text{rot}} F = \frac{K\mu}{c^2} \left( \vec{\text{grad}} \frac{\partial U}{\partial t} - \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} \right),$$

ou :

$$\frac{K_{\mu}}{c^2} \left( \frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial t^2} - \text{grad} \frac{\partial U}{\partial t} \right) - \Delta \vec{F} - \text{grad} \text{div} \vec{F} = 0. \quad (3)$$

On déduit de même de la troisième relation de Maxwell :

$$\text{div grad} U - \frac{\partial}{\partial t} \text{div} \vec{F} = -\Delta U - \frac{\partial}{\partial t} \text{div} \vec{F} = 0. \quad (4)$$

Le vecteur  $\vec{F}$  n'étant complètement défini que si l'on se donne sa divergence, Lorentz choisit celle-ci de manière à rendre symétriques (3) et (4) et pose :

$$\text{div} \vec{F} = -\frac{K_{\mu}}{c^2} \frac{\partial U}{\partial t}.$$

On obtient alors ce système :

$$\Delta U = \frac{K_{\mu}}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}, \quad \Delta \vec{F} = \frac{K_{\mu}}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial t^2}.$$

La forme de ces équations montre que le *potentiel scalaire*  $U$  et le *potentiel vecteur*  $\vec{F}$  se propagent par ondes dans le diélectrique avec la même vitesse  $c_1 = \frac{c}{\sqrt{K_{\mu}}}$ .

En un point situé à une distance  $r$  d'un électron animé à l'instant initial d'une vitesse  $v$ , les potentiels s'établissent avec un retard  $t = \frac{r}{c_1}$ ; ils ont pour valeur :

$$U = -\frac{c^2 e}{K r}, \quad \vec{F} = -\frac{\mu e v}{r}.$$

Le *potentiel vecteur*  $\vec{F}$  est parallèle à la vitesse de l'électron et dirigé en sens inverse de celle-ci.

**19. Potentiels retardés de Lorentz.** — On peut donner aux relations précédentes une forme plus commode pour

les calculs. Considérons un électron A (fig. 21) animé à l'instant  $t = 0$  d'une vitesse  $v$  faible par rapport à  $c_1$ . La valeur en un point M, situé à une distance  $r$  de A, des potentiels produits par la charge mobile est déterminée par l'onde de potentiel qui arrive en A à l'époque  $t = 0$ . Celle-ci émane du point  $A_0$  de la trajectoire situé à une distance  $r_0$  de M que l'électron a atteint à l'époque  $-\delta t = -\frac{r_0}{c_1}$ .

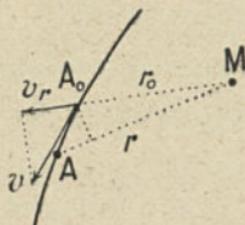


Fig. 21.

On voit facilement qu'aux termes en  $\delta t^2$  près,

$$r_0 = r - v_r \delta t = r \left( 1 - \frac{v_r}{c_1} \right),$$

$v_r$  étant la composante radiale de la vitesse de l'électron comptée positivement de M vers A. La vitesse de la charge en  $A_0$  sera donnée par le développement en série :

$$v_0 = v - \gamma \delta t - \frac{(\delta t)^2}{1.2} \frac{d\gamma}{dt} - \dots \quad (1)$$

qui, dans la plupart des cas, pourra être limité à ses deux premiers termes. On obtient alors pour valeurs de U et de  $\vec{F}$  à l'instant  $t = 0$  :

$$U = - \frac{c^2 e}{K r \left( 1 - \frac{v_r}{c_1} \right)}, \quad \vec{F} = - \frac{\mu e v}{r \left( 1 - \frac{v_r}{c_1} \right)}$$

Ces fonctions, introduites pour la première fois par Louis Lorentz (1867), ont reçu le nom de *potentiels (scalaire et vecteur) retardés* ; elles doivent être substituées aux potentiels de Newton et de Maxwell dans tous les cas où la vitesse de variation des phénomènes électriques ou

magnétiques étudiés n'est pas très petite par rapport à la vitesse de propagation des ondes.

20. Champs électrique et magnétique produits par un électron accéléré. — Dans tous les cas où les formules ci-dessus sont valables, on peut en déduire la valeur de  $\vec{h}$  et de  $\vec{H}$  au moyen des équations (1) et (2) du § 18 (p. 57) :

$$\vec{h} = \text{grad } U - \frac{\partial \vec{F}}{\partial t}, \quad \vec{H} = \frac{1}{\mu} \text{rot } \vec{F}.$$

Bornons-nous au cas où  $\frac{v_r}{c_1}$  est très petit (ce qui est sensiblement réalisé par les électrons optiques de l'atome) ; la parenthèse figurant au dénominateur des potentiels retardés se réduit à l'unité, et on a :

$$\begin{aligned} \text{grad } U &= - \frac{\partial U}{\partial r} = - \frac{c^2 e}{K} \left( \frac{1}{r^2} + \frac{\gamma_r}{c_1^2 r} \right), \\ \frac{\partial \vec{F}}{\partial t} &= - \frac{\mu e \gamma_t}{r}; \end{aligned}$$

d'où :

$$\vec{h} = - \frac{c^2 e}{K} \left( \frac{1}{r^2} + \frac{\gamma_r}{c_1^2 r} \right) + \frac{\mu e \gamma_t}{r}.$$

En introduisant la composante  $\gamma_t$  de l'accélération perpendiculaire au rayon vecteur, et en remarquant que :

$$\vec{\gamma}_t = \vec{\gamma} - \gamma_r \quad \text{et :} \quad c_1 = \frac{c}{\sqrt{K\mu}},$$

on a :

$$\vec{h} = - \frac{c^2 e}{K r^2} + \frac{\mu e \gamma_t}{r}.$$

Le premier terme représente la force électrique de Coulomb dirigée vers le centre de la surface d'onde ; le second correspond à une force orthogonale à celle-ci et dirigée suivant la projection de l'accélération sur le plan tangent à l'onde.

Le champ magnétique de l'électron accéléré est égal au rotationnel du potentiel vecteur multiplié par le facteur constant  $\frac{1}{\mu}$ . Prenons comme axes  $Ox, Oy, Oz$ , la tangente, la normale et la binormale à la trajectoire de l'électron élevées au point où se trouve celui-ci à l'instant  $t = 0$ .

Les composantes de  $\vec{F}$  et de  $\vec{H}$  sont :

$$\begin{aligned} F_x &= -\frac{\mu e v}{r \left(1 - \frac{v_r}{c_1}\right)}, & H_x &= 0, \\ F_y &= 0, & H_y &= \frac{\partial F_x}{\partial z}, \\ F_z &= 0, & H_z &= -\frac{\partial F_x}{\partial y} = 0. \end{aligned}$$

On a donc, dans le cas où  $\frac{v_r}{c_1}$  peut être négligé et où  $\gamma$  est parallèle à  $v$  :

$$H_y = \frac{\partial F_x}{\partial r} \sin \varphi = -\frac{e v \sin \varphi}{r^2} - \frac{e \gamma \sin \varphi}{c_1 r},$$

$\varphi$  désignant l'angle du rayon vecteur avec  $Ox$  ( $v$ ). En introduisant la composante de vitesse  $v_t$  perpendiculaire au rayon, cette relation s'écrit :

$$H = -\frac{e v_t}{r^2} - \frac{e \gamma_t}{c_1 r}.$$

Le premier terme représente le champ magnétique dû au mouvement uniforme de l'électron.

Il est nécessaire d'orienter clairement dans l'espace les

diverses composantes des champs. Considérons un électron E (fig. 22) dont la vitesse et l'accélération sont parallèles

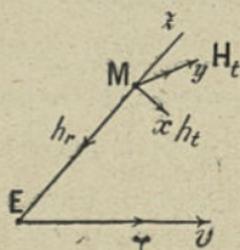


Fig. 22.

et de même sens. L'onde électromagnétique se propage suivant le rayon et en s'éloignant de la particule. Le champ électrique possède une composante radiale (Coulomb) dirigée vers la charge et une composante tangentielle parallèle à la projection de l'accélération sur le plan tangent à l'onde. Le champ magnétique possède deux composantes tangentielles

orthogonales respectivement à la vitesse et à l'accélération, et tournant autour de ces vecteurs dans le sens rétrograde. On voit immédiatement que la composante tangentielle de  $\vec{h}$ , la composante tangentielle de  $\vec{H}$  proportionnelle à  $\vec{\gamma}$  et la vitesse de propagation de l'onde *prises dans cet ordre* forment un trièdre trirectangle orienté dans le sens direct.

**21. Onde d'accélération.** — A une grande distance de la particule, les champs électrique et magnétique se réduisent pratiquement à leur composante proportionnelle à l'accélération qui varie en raison inverse de la distance ; les autres composantes s'affaiblissent en effet beaucoup plus : elles varient comme  $\frac{1}{r^2}$ . On nomme *d'onde d'accélération* la perturbation qui propage les deux vecteurs orthogonaux et transversaux :

$$h = \frac{\mu_0 \gamma t}{r}, \quad H = -\frac{e \gamma t}{c_1 r}.$$

1. L'absence de flèches dans cette formule rappelle la nature *scalaire* :  $\vec{H}$  et  $\vec{\gamma}$  sont orthogonaux, comme on l'a vu plus haut.

La densité d'énergie localisée dans le diélectrique par l'onde est (v. § 7, p. 42) :

$$\frac{dW}{d\tau} = \frac{dW_e}{d\tau} + \frac{dW_m}{d\tau} = \frac{K}{8\pi c^2} \cdot \frac{\mu^2 e^2 \gamma t^2}{r^2} + \frac{\mu}{8\pi} \cdot \frac{e^2 \gamma t^2}{r^2} \cdot \frac{K\mu}{c^2} = \frac{K\mu^2 e^2 \gamma t^2}{4\pi c^2 r^2};$$

on voit donc que les énergies électrique et magnétique sont égales.

**22. Théorème de Poynting.** — Il est intéressant de calculer l'énergie transportée par une onde électromagnétique. Considérons dans le diélectrique un volume V limité par une surface S. L'accroissement par unité de temps de l'énergie contenue dans V est :

$$\frac{dW}{dt} = \frac{d}{dt} \left[ \iiint_V \frac{K}{8\pi c^2} h^2 d\tau + \iiint_V \frac{\mu}{8\pi} H^2 d\tau \right] =$$

$$\frac{1}{4\pi} \iiint_V \left( \frac{K}{c^2} \vec{h} \cdot \frac{\partial \vec{h}}{\partial t} + \mu \vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) d\tau. \quad (1)$$

Remplaçant  $\frac{\partial \vec{h}}{\partial t}$  et  $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$  par leurs expressions tirées des équations de Maxwell (p. 38) :

$$\frac{\partial \vec{h}}{\partial t} = \frac{c^2}{K} \text{rot } \vec{H}, \quad \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \text{rot } \vec{h},$$

on a :

$$\frac{dW}{dt} = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \left( \vec{h} \cdot \text{rot } \vec{H} - \vec{H} \cdot \text{rot } \vec{h} \right) d\tau =$$

$$\frac{1}{4\pi} \iiint_V \text{div} (\vec{H} \times \vec{h}) d\tau,$$

ou d'après la formule d'Ostrogradsky :

$$\frac{dW}{dt} = \frac{1}{4\pi} \iint (\vec{H} \times \vec{h}) \cdot \vec{n} ds.$$

*La dérivée par rapport au temps de l'énergie localisée*

dans un volume  $V$  est égale au flux à travers la surface limitrophe  $S$  du vecteur :

$$\vec{P} = \frac{1}{4\pi} (\vec{H} \times \vec{h}) \quad (\text{vecteur radiant de Poynting}).$$

**23. Énergie transportée par l'onde d'accélération.** — Le théorème de Poynting jette une vive lumière sur le rôle de l'onde d'accélération. Prenons comme surface d'intégration la surface d'onde elle-même prise à l'instant  $t$  après son émission : celle-ci est une sphère qui est pratiquement centrée sur la particule si, comme nous l'avons supposé, le rapport  $\frac{v}{c_1}$  est petit.

La composante normale de  $\vec{P}$  ne dépend que des composantes de  $\vec{h}$  et de  $\vec{H}$  tangentes à la surface d'onde ; elle est égale à :

$$P_n = \frac{\mu e \gamma_t}{4\pi r} \cdot \left( \frac{e v_t}{r^2} + \frac{e \gamma_t}{c_1 r} \right) = \frac{\mu e^2 \gamma_t}{4\pi r^2} \cdot \left( \frac{v_t}{r} + \frac{\gamma_t}{c_1} \right)$$

et le flux de  $P$  à travers la surface considérée est :

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} &= \int \int_S \vec{P}_n \cdot \vec{n} \, ds \\ &= \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\mu e^2 \gamma}{4\pi r^2} \left( \frac{v}{r} + \frac{\gamma}{c_1} \right) \sin^2 \varphi \cdot r^2 \sin \varphi \, d\varphi \, d\omega = \frac{2 \mu e^2 \gamma^2}{3 c_1} + \frac{2 \mu e^2 \gamma v}{3 r}, \end{aligned}$$

en admettant que  $v$  et  $\gamma$  ont la même direction et en désignant par  $\varphi$  l'angle du rayon vecteur avec l'accélération. Le premier terme, correspondant au produit vectoriel des deux composantes de l'onde d'accélération, représente l'énergie transportée par celle-ci, énergie constante puisque son expression est indépendante du rayon de l'onde. Le second terme, qui décroît avec la distance, représente l'énergie cédée par l'onde au milieu pour remanier le sil-

lage électromagnétique de la particule, conformément aux modifications de son mouvement. En effet, tant que  $r$  n'est pas très grand, le premier terme dont le rapport au second est égal à  $\frac{r}{c_1} \cdot \frac{\gamma}{v}$  peut être négligé devant celui-ci, et l'équation (1) du § 22 (p. 63) montre que :

$$\frac{2\mu e^2 \gamma v}{3r} = \frac{d}{dt} \left[ \int \int \int_V \left( \frac{K h^2}{8\pi c^2} + \frac{\mu H^2}{8\pi} \right) d\tau \right].$$

**24. Réaction de rayonnement.** — Le principe de conservation exige que l'énergie rayonnée soit fournie par les forces qui accélèrent l'électron. Si l'on calcule le flux du vecteur de Poynting à travers une sphère de rayon  $a$  coïncidant avec la surface de l'électron à l'instant  $t = 0$ , on voit, en se reportant au paragraphe précédent, que l'énergie rayonnée par unité de temps par la particule est :

$$\frac{2\mu e^2 \gamma v}{3a}.$$

Tout doit donc se passer comme si l'électron était freiné par une force résistante —  $f$  absorbant un travail :

$$-f v dt = \frac{2\mu e^2 \gamma v}{3a} dt;$$

d'où :

$$\vec{f} = -\frac{2\mu e^2}{3a} \vec{\gamma}.$$

La force  $\vec{f}$  apparaît comme ayant le caractère d'une force d'inertie et on retrouve ici la valeur de la masse électromagnétique de l'électron calculée directement au § 8.

Mais les calculs qui viennent d'être effectués ne sont valables que dans le cas où l'accélération de la particule

ne varie pas trop vite, car dans l'évaluation des potentiels faite au § 19, nous avons négligé les termes en  $\frac{d\gamma}{dt}$ . Le rétablissement de ceux-ci revient à remplacer  $\vec{\gamma}$  par :

$$\vec{\gamma} - \frac{r}{c_1} \frac{d\vec{\gamma}}{dt}$$

On en déduit :

$$\vec{f} = -\frac{2\mu e^2}{3a} \vec{\gamma} + \frac{2\mu e^2}{3c_1} \frac{d\vec{\gamma}}{dt}$$

Le second terme de cette expression a reçu le nom de *réaction de rayonnement* : il est toujours petit par rapport au premier par suite de la disproportion des coefficients dont le rapport est égal à :  $\frac{c_1}{a} \simeq 10^{23}$ .

La réaction de rayonnement est tout à fait distincte de la force d'inertie électromagnétique. Tandis que l'énergie localisée dans le champ est restituée à l'électron lors de son arrêt, le *travail correspondant à la réaction de rayonnement est dissipé dans l'espace*. Considérons un électron animé d'un mouvement rectiligne sinusoïdal ;  $v$ ,  $\gamma$  et  $\frac{d\gamma}{dt}$  sont représentés par des sinusoïdes décalées respectivement de  $1/4$  et  $1/2$  période par rapport à la première d'entre elles. Or la force d'inertie apparente de l'électron :

$$m_0 \left( \gamma - \frac{a}{c_1} \frac{d\gamma}{dt} \right)$$

effectue pendant l'intervalle de temps  $dt$  le travail résistant :

$$d\mathcal{G} = m_0 \left( \gamma - \frac{a}{c_1} \frac{d\gamma}{dt} \right) v dt.$$

Pendant la durée d'une période, le travail moyen de la

composante  $\gamma$  est nul (comme la valeur moyenne du produit  $\sin \varphi \cos \varphi$ ), mais il n'en est pas de même pour  $\frac{d\gamma}{dt}$  qui est constamment opposée à la vitesse. En empruntant le langage employé dans la théorie des courants alternatifs, on peut dire que la réaction de rayonnement introduit un *facteur de puissance* entre la force d'inertie apparente de l'électron et sa vitesse.

### 25. Remarques sur la dynamique de l'électron accéléré.

— Toutes les formules contenues dans ce chapitre ont été établies au moyen des principes de la mécanique newtonienne et en prenant comme système de référence des axes liés au diélectrique supposé en repos. Malgré les nombreuses restrictions imposées aux paramètres cinématiques, la théorie classique a révélé l'existence de deux phénomènes qui apparaissent comme une propriété intrinsèque des charges électriques en mouvement : la *variabilité de la masse avec la vitesse* et la *réaction de rayonnement*. Jusqu'à ce point la dynamique ancienne, bien que peu adaptée à l'étude des mouvements très rapides, a reçu la sanction de l'expérience. Mais une étude expérimentale très précise de la propagation des ondes va mettre en évidence un désaccord brutal entre la théorie et les faits qui amènera Lorentz et Einstein à poser les bases d'une mécanique nouvelle, *conservant avant tout les lois fondamentales de l'électromagnétisme*.

MUSÉE COMME...  
et COLONIAL  
2, Rue du Lomb  
LILLE



## DEUXIÈME PARTIE

### L'ONDE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

---

#### CHAPITRE III

### LOI DE PROPAGATION DES PERTURBATIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES

---

Les équations de Maxwell, généralisées par H.-A. Lorentz dans le cas des charges discontinues, fournissent la loi de propagation des perturbations électromagnétiques dans un diélectrique supposé au repos. Les expériences de Hertz sur les ondes engendrées par la décharge oscillante d'un condensateur ont vérifié l'exactitude de la théorie. Mais, bien avant celles-ci, Maxwell avait eu l'idée de considérer la lumière comme une onde électromagnétique, conception géniale qui, tout en réalisant une synthèse d'une admirable ampleur, permet de profiter, pour la vérification de la théorie électromagnétique, de la haute précision atteinte dans les mesures optiques.

#### I. — GÉNÉRALISATION DES ÉQUATIONS DE MAXWELL

**1. Théorie électronique de Lorentz.** — H.-A. Lorentz a généralisé les équations de Maxwell en supposant que le diélectrique illimité de pouvoir inducteur spécifique  $K$  et de perméabilité magnétique  $\mu$  dont les propriétés ont été étudiées au chapitre précédent, contient en outre des charges libres capables de se déplacer en créant des courants de convection.

Si l'on se borne à une description *macroscopique* des

propriétés du milieu, c'est-à-dire si on ne désire obtenir que la valeur *moyenne* des champs électrique et magnétique à l'intérieur d'éléments de volume qui, tout en étant petits par rapport à l'échelle des mesures, renferment cependant un nombre élevé de particules, on pourra faire abstraction de la structure discontinue de la charge et considérer celle-ci comme un fluide continu dont la densité sera une fonction uniforme des coordonnées et du temps. La vitesse  $\vec{w}$  du fluide contenu dans un élément de volume s'identifiera alors avec la vitesse moyenne des charges, tant positives que négatives, situées à l'intérieur de l'élément considéré.

Appliquons au milieu ainsi défini le raisonnement employé pour l'établissement des équations de Maxwell (§ 4, p. 37) :

La première équation :

$$\vec{\text{rot}} \vec{h} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1)$$

qui exprime la loi de l'induction, n'est pas modifiée.

La seconde équation doit être complétée par l'adjonction d'un terme qui exprime le champ magnétique produit par le courant de convection d'intensité spécifique :

$\vec{J} = \rho \vec{w}$  soit :

$$\vec{\text{rot}} \vec{H} = 4\pi (\vec{j} + \vec{J}) = \frac{K}{c^2} \frac{\partial \vec{h}}{\partial t} + 4\pi \rho \vec{w}. \quad (2)$$

La troisième relation, qui exprime l'incompressibilité de l'électricité, n'est autre que l'équation de continuité de la dynamique des fluides :

$$\text{div} (\rho \vec{w}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0.$$

En tenant compte de (2), on l'écrit :

$$\text{div} (K \vec{h}) = 4\pi c^2 \rho. \quad (3)$$

Enfin la quatrième équation, qui traduit l'absence de masses magnétiques dans le diélectrique, subsiste intégralement :

$$\operatorname{div}(\vec{\mu}\vec{H}) = 0. \quad (4)$$

Le système des équations (1), (2), (3), (4) détermine  $\vec{h}$  et  $\vec{H}$  lorsqu'on se donne  $\rho$  et  $\vec{\omega}$ .

2. **Le vide et l'éther.** — Avant d'intégrer les équations précédentes, il est utile d'examiner avec quelque attention les propriétés du milieu dans lequel se propagent les perturbations électromagnétiques. L'expérience montre que celles-ci franchissent, sans autre affaiblissement que celui dû à leur dispersion, les vides les plus élevés que nous puissions réaliser et les espaces intersidéraux où la raréfaction de la matière semble devoir être extrême.

Il paraît donc nécessaire d'admettre *a priori* que la matière ne joue aucun rôle dans la propagation des ondes et que celle-ci s'effectue par l'intermédiaire d'un fluide impondérable universellement répandu, baignant et pénétrant les atomes, auquel on a donné le nom d'*éther*. La conception de l'éther permet de sauver le principe fondamental de l'action médiate et de donner une explication, plus apparente d'ailleurs que réelle, au troublant mystère de l'*existence de l'énergie dans le vide*.

Les rapports de l'éther et de la matière ont été l'objet des hypothèses les plus contradictoires. Fresnel et Fizeau admettaient l'entraînement partiel de l'éther par la matière, Hertz son entraînement total, Lorentz son immobilité absolue. Enfin les physiciens relativistes, à la suite d'Einstein, rejettent l'hypothèse de l'éther.

Admettant provisoirement l'hypothèse de Lorentz, nous fixerons à l'éther immobile nos axes de coordonnées

et, après avoir déduit les conséquences de la théorie, nous confronterons celles-ci avec l'expérience.

**3. Intégration des équations de Lorentz.** — On généralise facilement dans le cas des charges mobiles les définitions des potentiels scalaire  $U$  et vecteur  $\vec{F}$  donnés au § 19, p. 59 ; on a ici :

$$U' = \frac{c^2}{K} \iiint_V \frac{\rho d\tau}{r \left(1 - \frac{v_r}{c_1}\right)}, \quad \vec{F}' = \mu \iiint_V \frac{\rho \vec{w} d\tau}{\left(1 - \frac{v_r}{c_1}\right)},$$

la densité  $\rho$  étant affectée du signe de la charge et les intégrales étant étendues à tout l'espace entourant le point considéré. La quantité  $v_r$  qui figure au dénominateur, représente la projection de la vitesse des charges sur le rayon vecteur joignant le point pour lequel on calcule le potentiel à l'élément de volume.

En employant la même méthode de calcul qu'au chapitre précédent, on obtient immédiatement les équations de propagation des potentiels :

$$\Delta U' - \frac{K\mu}{c^2} \frac{\partial^2 U'}{\partial t^2} = -\frac{4\pi c^2}{K} \rho, \quad \Delta \vec{F}' - \frac{K\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{F}'}{\partial t^2} = -4\pi \mu \rho \vec{w}. \quad (1)$$

On voit que la présence des charges libres modifie la loi de propagation. Dans le vide, celle-ci devient :

$$\square U' = -4\pi c^2 \rho, \quad \square \vec{F}' = -4\pi \rho \vec{w},$$

le signe  $\square$  représentant l'opérateur symbolique :

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}.$$

(Dalembertien).

Les équations (1) étant intégrées, on en déduit les valeurs de  $\vec{h}$  et de  $\vec{H}$  par les relations :

$$\vec{h} = \text{grad } U' - \frac{\partial \vec{F}'}{\partial t}, \quad \mu \vec{H} = \text{rot } \vec{F}'.$$

## II. — ÉTUDE DE LA PROPAGATION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES

### 4. Ondes planes dans un diélectrique sans charges libres.

— A une grande distance de son origine, la surface de l'onde électromagnétique se confond pratiquement avec son plan tangent dans une zone d'étendue finie. On a vu d'autre part au § 21 (p. 62) que, dans ces conditions, les champs électrique et magnétique se réduisaient alors aux composantes de l'onde d'accélération :

$$h = \frac{\mu e \gamma t}{r}, \quad H = -\frac{e \gamma t}{c_1 r}$$

Ces deux vecteurs, situés dans le plan de l'onde, sont *en phase* et *orthogonaux* entre eux. Le rapport de leurs amplitudes est égal à :

$$\frac{h}{H} = c \sqrt{\frac{\mu}{K}}$$

La vitesse commune de propagation est normale au plan d'onde et égale à  $c_1 = \frac{c}{\sqrt{K\mu}}$ .

### 5. Conditions de passage d'un milieu à un autre. —

Soient deux diélectriques  $D_1$  et  $D_2$  illimités et séparés par une surface plane que nous prendrons pour plan  $xoy$ , l'origine des coordonnées étant d'ailleurs arbitraire. Le pouvoir inducteur spécifique et la perméabilité magnétique de  $D_1$  sont  $K_1$  et  $\mu_1$ , ceux de  $D_2$ ,  $K_2$  et  $\mu_2$ . On *admet* que la variation de ces éléments au voisinage de la surface de séparation n'est pas discontinue, celle-ci ayant lieu de manière très rapide dans l'épaisseur d'une mince *couche de passage*.

Considérons une onde plane de composantes  $h_x, h_y, h_z$ ;  $H_x, H_y, H_z$  tombant sur la surface de séparation. Les

équations de Maxwell étant applicables à la couche de passage, les dérivées restent finies, de sorte que la variation des composantes tangentiellles des champs pendant la traversée de la couche de passage est infiniment petite. D'autre part, on déduit des équations de Maxwell :

$$\overrightarrow{\text{rot}} h = -\mu \frac{\overrightarrow{\partial H}}{\partial t}, \quad \overrightarrow{\text{rot}} H = \frac{K}{c^2} \frac{\overrightarrow{\partial h}}{\partial t}$$

les relations :

$$\frac{\partial h_y}{\partial x} - \frac{\partial h_x}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t}, \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{K}{c^2} \frac{\partial h_z}{\partial t}$$

qui entraînent l'invariance des quantités  $Kh$  et  $\mu H$  dans l'épaisseur de la couche de passage. On obtient donc les six conditions aux limites :

$$\begin{aligned} h_{1x} &= h_{2x}, & h_{1y} &= h_{2y}, & K_1 h_{1z} &= K_2 h_{2z}, \\ H_{1x} &= H_{2x}, & H_{1y} &= H_{2y}, & \mu_1 H_{1z} &= \mu_2 H_{2z}. \end{aligned}$$

**6. Réflexion et réfraction des ondes.** — Les formules précédentes permettent d'étudier les propriétés d'une onde électromagnétique plane au voisinage de la surface de séparation de deux diélectriques de pouvoir inducteur  $K_1$  et  $K_2$  et de perméabilité magnétique égale à l'unité, cette dernière condition étant toujours remplie pour les corps usuels.

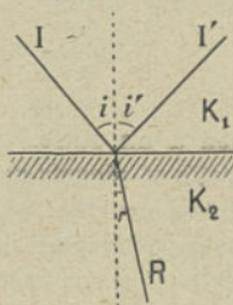


Fig. 23.

Soient  $i$ ,  $i'$  et  $r$  (fig. 23) les angles d'incidence, de réflexion et de réfraction. En choisissant convenablement l'origine des temps, la force

électrique d'une onde sinusoïdale de période  $T$  est exprimée par les formules :

Onde incidente :

$$h_1 \sin \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{x \sin i + z \cos i}{c_1} \right);$$

Onde réfléchie :

$$h_r \sin \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{x \sin i' + z \cos i'}{c_1} \right);$$

Onde réfractée :

$$h_t \sin \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{x \sin r + z \cos r}{c_2} \right);$$

chaque vecteur pouvant être décomposé en ses composantes parallèle et normale au plan d'incidence que nous désignerons respectivement par les indices  $p$  et  $n$ . La force magnétique est donnée par les mêmes expressions multipliées par  $\frac{\sqrt{K_1}}{c}$  dans le premier milieu et par  $\frac{\sqrt{K_2}}{c}$  dans le second, mais, dans la décomposition, il faut tenir compte de l'orthogonalité de celle-ci par rapport à la force électrique. Les conditions aux limites sont :

$$h_{1z} = h_{ip} \cos i - h_{rp} \cos i' = h_{ip} \cos r,$$

$$H_{1z} = \sqrt{K_1} (h_{in} \cos i - h_{rn} \cos i') = \sqrt{K_2} h_{tn} \cos r,$$

$$h_{1y} = h_{in} + h_{rn} = h_{tn},$$

$$H_{1y} = \sqrt{K_1} (h_{ip} + h_{rp}) = \sqrt{K_2} h_{tp},$$

$$K_1 (h_{ip} \sin i - h_{rp} \sin i') = K_2 h_{tp} \sin r,$$

$$\sqrt{K_1} (h_{in} \sin i - h_{rn} \sin i') = \sqrt{K_2} h_{tn} \sin r.$$

Ces six équations définissent  $i'$ ,  $r$ ,  $h_{rn}$ ,  $h_{rp}$ ,  $h_{tn}$ ,  $h_{tp}$  (et par suite les composantes correspondantes de  $H$ ) en fonction de  $i$ ,  $h_{in}$  et  $h_{ip}$ ; on en déduit :

$$\sqrt{K_1} \sin i = \sqrt{K_1} \sin i' = \sqrt{K_2} \sin r, \quad (1-2)$$

$$h_{rn} = -h_{in} \frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)}, \quad (3)$$

$$h_{rp} = h_{ip} \frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)}, \quad (4)$$

$$h_{tn} = h_{in} \frac{2 \sin r \cos i}{\sin(i-r)}, \quad (5)$$

$$h_{tp} = h_{ip} \frac{2 \sin r \cos i}{\sin(i+r) \cos(i-r)}. \quad (6)$$

Les deux premières équations expriment que les ondes obéissent aux lois de réflexion et de réfraction de Descartes :

$$i = i' \quad \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sqrt{K_2}}{\sqrt{K_1}} = n.$$

Les quatre dernières relations permettent d'étudier complètement l'effet de la réflexion ou de la réfraction sur la polarisation de l'onde.

On voit aisément que, lorsque le pouvoir inducteur  $K_2$  du second milieu augmente indéfiniment,  $r$  et par conséquent  $h_{tr}$  et  $h_{tp}$  tendent vers zéro, ce qui exprime que l'énergie transmise au second milieu devient infiniment petite. Un corps parfaitement conducteur pouvant être assimilé à un diélectrique de pouvoir inducteur spécifique infini, on peut déduire de ce qui précède que *les ondes doivent être réfléchies avec un très bon rendement par les surfaces métalliques*. Ce raisonnement rapide permet de prévoir le phénomène, dont l'étude détaillée sort du cadre de cet ouvrage.

7. Ondes stationnaires. — On doit donc s'attendre à

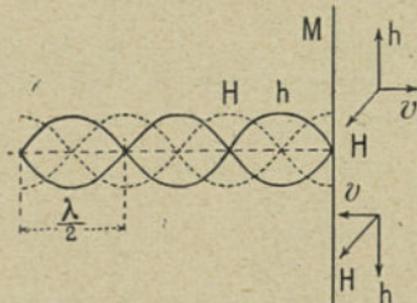


Fig. 24.

observer un système d'ondes stationnaires lorsqu'on fait tomber un train d'ondes électromagnétiques sur une surface [métallique]. Considérons (fig. 24) une onde plane se propageant normalement à un plan *parfaitement conducteur* et représen-

tions par  $\vec{h}$  et  $\vec{H}$  les vecteurs électrique et magnétique à l'instant où le front d'onde vient coïncider avec la surface

réfléchissante. On a vu au § 20, p. 62, que si  $\vec{h}$  est contenu dans le plan de la figure et orienté de bas en haut,  $H$  sera perpendiculaire à celui-ci et dirigé d'arrière en avant. D'autre part, l'équation (3) du paragraphe précédent, valable dans le cas limite d'un corps parfaitement conducteur, montre que la composante de la force électrique parallèle à la surface réfléchissante change de signe lors de la réflexion ou, en d'autres termes, subit une perte de phase égale à  $\pi$ . On voit comme plus haut que le champ magnétique ne change pas de sens lors de la réflexion et que les deux vecteurs incident et réfléchi s'ajoutent sur la surface réfléchissante ; c'est l'inverse qui a lieu pour la force électrique.

*La surface réfléchissante est donc un nœud de la force électrique et un ventre de la force magnétique.* Les systèmes correspondants d'ondes stationnaires ont été indiqués sur la fig. 24 en traits pleins et pointillés ; ils sont décalés l'un par rapport à l'autre de  $\frac{\lambda}{4}$  dans le sens de la propagation.

**8. Expériences de Hertz.** — Les conclusions précédentes, déduites de la théorie de Maxwell, ont été entièrement vérifiées par Hertz en 1888.

**A. Générateur d'ondes.** — Pour obtenir une perturbation électromagnétique de courte période, Hertz a utilisé la décharge oscillante d'un condensateur. On sait que, dans le cas où la résistance du circuit de décharge est peu élevée, la période des oscillations est donnée par la formule de Thomson<sup>1</sup>.

$$T = 2\pi \sqrt{CL},$$

1. Cette formule est établie en négligeant  $R^2$  devant  $\frac{4L}{C}$ ,  $R$  étant la résistance totale du circuit de décharge (étincelle comprise).

C étant la capacité du condensateur exprimée en farads et L la self du circuit mesurée en henrys. En réduisant C et L au strict minimum (capacité et self propres des conducteurs), on obtient facilement des périodes de l'ordre de  $10^{-8}$  sec. ( $\lambda = 3$  m.).

Le type le plus simple d'*oscillateur* de Hertz est constitué par deux tiges métalliques situées en prolongement l'une de l'autre et laissant entre elles un petit intervalle ; les extrémités en regard sont munies de boules polies. Chaque tige est reliée par un conducteur résistant à l'un des pôles d'une source à haute tension (machine électrostatique ou bobine de Ruhmkorf). Lorsque la différence de potentiel des deux moitiés de l'oscillateur dépasse le potentiel explosif correspondant à la largeur de la coupure, une étincelle éclate entre les bords de celle-ci et les oscillations se produisent. En examinant l'étincelle au miroir tournant, on constate qu'elle se compose, en réalité, d'une quinzaine de décharges successives se succédant à un intervalle d'une demi-période et avec une intensité décroissante. L'oscillateur émet donc des trains d'ondes amorties séparés par de très longs intervalles de repos (de l'ordre de 100 000 fois la durée d'émission). La résistance des conducteurs de connexion rend négligeable l'influence de la source à haute tension sur la décharge.

Les charges électriques subissant une accélération dirigée suivant l'axe de l'oscillateur, on voit, d'après les résultats du § 20 (p. 60), que l'*onde émise* (pratiquement réductible à l'onde d'accélération) est polarisée linéairement, la force électrique étant contenue dans le plan radial passant par l'axe de l'oscillateur et la force magnétique étant perpendiculaire à ce plan.

**B. Détecteur d'ondes.** — Hertz décèle la force électrique et la force magnétique au moyen d'un circuit oscillant de forme simple, auquel il a donné le nom de *résonateur*. Celui-ci se compose d'une spire de fil de cuivre présentant une coupure dont la largeur peut être réglée à l'aide d'une vis micrométrique. L'appareil est sensible à la fois aux effets des champs électrique et magnétique, mais il est facile de séparer ceux-ci.

Les variations du champ électrique créent dans le résonateur des courants de convection dirigés suivant le sens de la force. D'autre part, les variations du flux magnétique embrassé par le circuit produisent une force électromotrice qui tend également à déplacer les charges.

Lorsque le plan du résonateur est normal à la direction de propagation des ondes, le flux magnétique à travers celui-ci est nul et la force électrique exerce seule son action. Appelons *axe* du résonateur le diamètre de celui-ci passant par la coupure. Si

l'axe coïncide avec la direction de la force électrique, l'effet observé sera nul par raison de symétrie. Par contre, s'il est orthogonal à cette direction, la coupure se trouvera au point où l'intensité des courants de convection est maxima et sera le siège d'étincelles d'autant plus brillantes que le champ électrique sera plus intense.

En faisant passer par l'oscillateur le plan du résonateur et en orientant son axe parallèlement à la force électrique, on décelera l'effet de la force magnétique seule. Naturellement, la sensibilité du détecteur sera d'autant plus grande que sa période propre sera plus voisine de celle de l'oscillateur, d'où son nom de *résonateur*.

**C. Production d'ondes stationnaires.** — Il suffit de placer l'oscillateur O devant une large surface réfléchissante M constituée, par exemple, par un mur revêtu de feuilles de zinc, la distance entre la source et le miroir étant de l'ordre de quelques longueurs d'onde. On met facilement en évidence au moyen du résonateur le double système d'ondes stationnaires dont on peut mesurer la longueur d'onde. La fig. 25 montre la disposition schématique de l'expérience.

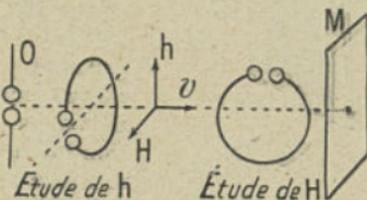


Fig. 25.

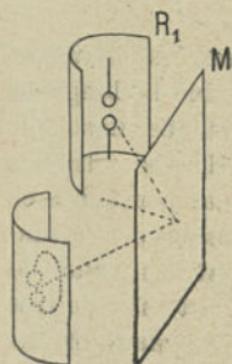


Fig. 26.

Comme le prévoit la théorie, on trouve que la surface réfléchissante est un nœud de force électrique et un ventre de force magnétique.

**D. Réflexion.** — En plaçant l'oscillateur au foyer d'un réflecteur métallique en forme de cylindre parabolique (fig. 26), on produit un faisceau d'ondes sensiblement parallèles qui peut être décelé à une distance notablement plus grande que dans l'expérience précédente, surtout si on place le résonateur au foyer d'un miroir de même forme. Hertz a étudié ainsi la réflexion oblique des ondes

par un plan métallique et a vérifié la validité de la première loi de Descartes. Les mesures sont malheureusement peu précises par suite de l'importante diffraction des faisceaux.

E. *Réfraction.* — Un prisme de brai de 30 degrés d'angle et de 1 m. 50 d'arête a permis au même expérimentateur de réfracter le faisceau et de vérifier approximativement la loi des sinus.

F. *Polarisation.* — Si l'on rend orthogonales les lignes focales des deux miroirs employés dans les expériences précédentes, on constate qu'aucune étincelle ne jaillit plus à la coupure du résonateur. Cette expérience montre que la force électrique produite

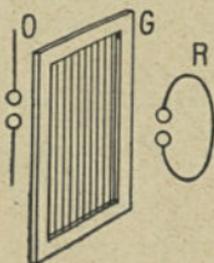


Fig. 27.

dans le plan équatorial de l'oscillateur est parallèle à celui-ci. On peut encore démontrer cette propriété en interposant entre les axes *parallèles* des deux miroirs le gril de Hertz (fig. 27). Celui-ci est constitué par un cadre en bois de grande dimension sur lequel sont tendus des fils de cuivre parallèles. Lorsque les fils du gril sont parallèles à l'oscillateur, ils sont dirigés suivant la force électrique qui produit dans ceux-ci des courants de convection intenses ; l'énergie des ondes est alors réfléchie vers l'oscillateur ou transformée

en chaleur par effet Joule, et aucune fraction appréciable n'en est transmise au récepteur. Si on fait tourner le gril de 90 degrés, la seconde cause d'absorption disparaît pratiquement par suite de l'orthogonalité de la force électrique et des conducteurs, et le résonateur fonctionne de nouveau.

9. *Expériences récentes.* — Depuis Hertz, les physiciens se sont attachés à réduire le plus possible la longueur d'onde des oscillations électromagnétiques, afin de raccorder le domaine de fréquences de celles-ci avec celui des radiations calorifiques. Le seul moyen pour parvenir à ce but consistait dans la réduction des dimensions des oscillateurs. En 1923, Nichols et Tear obtinrent des ondes de 220 microns au moyen d'étincelles jaillissant entre de très petites tiges de tungstène. Peu après, Glagolewa Arkadiewa, utilisant comme oscillateur un magma pâteux de limaille métallique et d'huile, parvint à abaisser la limite de longueur d'onde à 82 microns. *La jonction du domaine des radiations électromagnétiques avec celui des radiations*

*calorifiques*, exploré par Rubens et von Bayer jusqu'à 320 microns, *se trouve donc largement réalisée.*

Signalons enfin que Barkhausen et Kurz (1920) ont décrit des montages permettant d'obtenir au moyen de triodes des oscillations entretenues de longueur d'onde voisine du mètre, avec lesquelles on peut répéter avec beaucoup d'éclat les expériences de Hertz.

**10. Vitesse de propagation des ondes.** — La détermination expérimentale de cette quantité présente un intérêt de tout premier ordre ; elle permet en effet de vérifier numériquement la théorie de Maxwell.

*A. Mesures directes.* — On détermine le temps mis par l'onde pour franchir une distance connue. La base de mesure doit d'ailleurs être très grande si l'on apprécie la durée de parcours par le procédé du chronographe. Cette méthode a été employée en 1912 par Abraham et Ferrié. Deux stations radiotélégraphiques (Paris et Washington) échangeaient des signaux brefs, chacune d'elles enregistrant par chronographe les instants exacts des départs et des arrivées. A l'époque  $t_A$ , la station A émet un signal qui parvient en B à l'instant  $t_B$ . B émet ensuite un signal à l'instant  $T_B$ , qui parvient en A à l'époque  $T_A$ . La durée du parcours simple est évidemment :

$$\theta = \frac{1}{2} [T_A - t_A - (T_B - t_B)].$$

Celle-ci étant de l'ordre de 1/50 de seconde seulement, la mesure exacte en est très difficile. D'autre part, quelques incertitudes subsistent au sujet de la trajectoire suivie par les ondes dans l'atmosphère. La vitesse moyenne déduite de longues séries de mesures est égale à  $2,96 \cdot 10^{10}$ .

Il est possible de ramener l'onde à son point de départ

en utilisant la propagation de celle-ci le long d'un fil conducteur. La théorie montre que l'onde est presque exclusivement transmise par le diélectrique qui environne le fil, et que sa vitesse est très voisine de la vitesse de propagation libre dans le diélectrique.

Dès 1893, Blondlot était parvenu à mesurer le temps mis par l'onde pour parcourir un fil d'un kilomètre de longueur. Son appareil (fig. 28) se compose de deux bouteilles de Leyde dont les armatures extérieures sont divi-

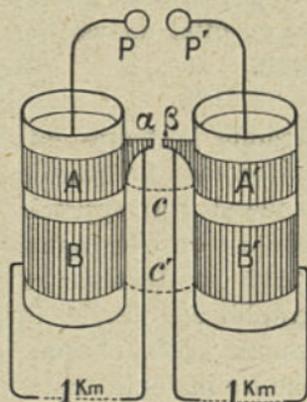


Fig. 28.

sées en deux parties A et B, A' et B'. Les armatures internes sont reliées aux pôles P et P' d'une machine électrostatique, et deux cordes mouillées C et C', faiblement conductrices, réalisent le montage en cascade des deux condensateurs sans jouer aucun rôle lors de la décharge. Lorsque celle-ci a lieu entre P et P', les charges de A et A' se recombinaient immédiatement en franchissant la coupure  $\alpha\beta$  ;

celles de B et B' se recombinaient également en  $\alpha\beta$ , mais seulement après avoir parcouru les fils  $f$  et  $f'$ . Un miroir tournant à très grande vitesse permet de dissocier sur une plaque photographique les images des deux étincelles et de mesurer l'intervalle de temps qui les sépare. La moyenne des résultats obtenus est  $2,98 \cdot 10^{10}$ .

**B. Mesure indirecte.** — Au moyen d'un oscillateur O (de préférence entretenu), on produit sur deux fils métalliques parallèles F et F' (fig. 29) un système d'ondes stationnaires. Un pont métallique P peut se déplacer parallèlement à lui-même en glissant sur les fils. On constate,

au moyen d'un détecteur D et d'un galvanomètre G, que le circuit DF $\overline{PF}$ ' entre en résonance pour certaines positions du pont distantes entre elles de  $\frac{\lambda}{2}$ . La vitesse de

propagation est égale à  $N\lambda$ , N étant la fréquence des oscillations.

Cette méthode, employée par Hertz et Blondlot, a été reprise en 1922 par Mercier

en utilisant les oscillations entretenues de fréquence  $10^8$  produites par un oscillateur à triode synchronisé sur un harmonique très élevé d'un oscillateur de fréquence 50 dont la période était déterminée directement par enregistrement graphique. Les expériences ont donné pour vitesse des ondes dans l'air  $(2,9970 \pm 0,0003) \cdot 10^{10}$  correspondant à une vitesse dans le vide de :

$$(2,9977 \pm 0,0003) \cdot 10^{10} \text{ cm/sec.}$$

Le rapport  $c$  des unités électromagnétique et électrostatique ayant pour valeur la plus probable :

$$c = (2,998 \pm 0,001) \cdot 10^{10},$$

on voit que la théorie de Maxwell est en parfait accord avec les résultats expérimentaux.

**11. Théorie électromagnétique de la lumière.** — Il est extrêmement remarquable que la vitesse de propagation de la lumière dans le vide :

$$(2,9986 \pm 0,0005) \cdot 10^{10}$$

soit précisément égale à  $c$ , aux erreurs d'expériences près. Frappé de cette analogie, qui ne pouvait être fortuite, Maxwell émit le premier l'hypothèse que *la lumière était une onde électromagnétique*. Une difficulté se présentait

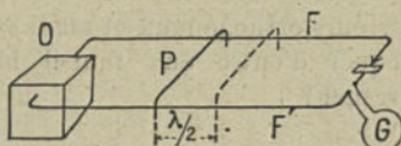


Fig. 29.

cependant à première vue par suite de l'existence des phénomènes de polarisation qui montraient, sur le front d'onde, une direction privilégiée de vibration, un « vecteur lumineux » déterminé très exactement par les calculs de Fresnel. Or, l'onde électromagnétique transporte deux vecteurs orthogonaux et aussi symétriques que possible. Lequel d'entre eux faut-il identifier au vecteur de Fresnel ?

*Expériences de Wiener.* — Wiener a levé cette indétermination en étudiant le système d'ondes lumineuses stationnaires produit par un miroir plan. Les plans nodaux et ventraux sont extrêmement serrés (distance :  $1/4$  de micron environ), mais il est cependant possible de les



Fig. 30.

déceler par leur action sur une plaque photographique à couche très mince disposée presque parallèlement à la surface du miroir (fig. 30). On observe que l'action photographique est nulle à la surface du miroir. Comme on a établi d'autre part (v. § 7, p. 76) que cette surface est

un nœud pour la force électrique et un ventre pour la force magnétique, on en conclut que *le vecteur lumineux de Fresnel s'identifie avec la force électrique*. D'ailleurs, les formules (3), (4), (5), (6), qui ont été établies au § 6 (p. 75) et qui fournissent les composantes de la force électrique après réflexion ou réfraction, sont *identiques* aux formules de Fresnel.

La théorie électromagnétique a reçu de l'expérience la plus brillante vérification. En fournissant une explication qualitative et quantitative de tous les phénomènes de l'Optique physique et en faisant rentrer la lumière dans la grande famille des ondes électromagnétiques, elle a réalisé

une synthèse d'une admirable ampleur et préparé l'évolution de la Mécanique vers une forme plus physique.

C'est en effet dans le domaine de l'Optique que le physicien trouve les meilleures conditions expérimentales. L'œil et la plaque photographique sont des détecteurs d'une extrême sensibilité, et les phénomènes interférentiels fournissent des mesures dont la précision dépasse dans certains cas le cent-millionième. On peut donc espérer déceler les perturbations, même très faibles, que le mouvement relatif de l'éther par rapport à l'observateur apporterait à la propagation des ondes lumineuses ou, plus brièvement, les effets du « vent d'éther ».

---

## CHAPITRE IV

### EFFETS OPTIQUES DU MOUVEMENT

---

Du point de vue de la Mécanique ancienne, les effets optiques du mouvement peuvent être attribués à deux causes bien distinctes : le mouvement *relatif* de la source par rapport à l'observateur et le mouvement *absolu* de ce dernier par rapport à l'éther considéré comme immobile. L'expérience a mis en évidence trois effets du premier ordre dus au mouvement relatif. Le mouvement absolu peut se décomposer en une *rotation* et une *translation*. La rotation donne lieu à un effet du premier ordre (Sagnac). Par contre, les tentatives faites pour déceler le mouvement absolu de translation donnèrent des résultats si peu différents des erreurs probables, qu'il fallut bien envisager l'inexistence de l'effet cherché.

**1. Classification des phénomènes.** — Les équations de Maxwell-Lorentz ont été établies en supposant *a priori* l'immobilité du milieu dans lequel se propagent les ondes ; elles impliquent nécessairement l'existence d'un système de référence invariablement lié à l'éther. Or les mesures expérimentales ne peuvent être effectuées que par rapport à des axes de coordonnées solidaires de l'observateur ou de points de repère considérés par lui comme fixes. Il n'existe aucune raison de supposer *a priori* que les deux systèmes de référence sont en repos l'un par rapport à l'autre et une étude complète devra porter nécessairement sur les effets de leur mouvement relatif. Rationnellement et avant toute expérience, on doit donc envisager l'existence pour l'observateur d'un « vent d'éther ».

Cependant, pour la clarté du raisonnement, il est utile de dissocier les effets du mouvement relatif de la source par rapport à l'observateur et du « vent d'éther ». Dans la première partie de ce chapitre, nous admettrons que l'éther est fixe par rapport aux axes de coordonnées et nous étudierons théoriquement et expérimentalement trois effets du mouvement relatif de la source et de l'observateur. Dans la seconde et la troisième partie, nous fixerons aux axes la source et l'observateur, et nous rechercherons l'effet du déplacement de l'éther par rapport à ceux-ci.

L'ordre de grandeur des phénomènes sera évalué en fonction du rapport  $\beta$  de la vitesse du déplacement étudié à la vitesse de la lumière. On leur donnera le nom d'effets du premier ou du second ordre lorsqu'ils seront comparables respectivement à  $\beta$  et à  $\beta^2$ .

## I. — EFFETS DU MOUVEMENT RELATIF DE LA SOURCE ET DE L'OBSERVATEUR

**2. Aberration des étoiles fixes.** — Prenons comme origine des coordonnées le centre du Soleil, les axes  $Ox$  et  $Oy$  étant contenus dans le plan de l'écliptique et fixes par rapport à la trajectoire de la Terre. Celle-ci est une ellipse, très peu différente d'un cercle, décrite avec une vitesse moyenne de 29,77 km/sec. On peut négliger en première approximation l'effet de la rotation diurne de la Terre qui n'introduit que des vitesses tangentielles inférieures à 465 m/sec.

Les ondes lumineuses émises par une étoile dite fixe sont planes au voisinage de l'écliptique et normales à une direction pratiquement invariable que l'on nomme *direction de l'étoile*. Si on pointe parallèlement à celle-ci une lunette astronomique, tous les points de l'objectif

(dont la face frontale peut être supposée plane) sont atteints au même instant par l'onde qui, après réfraction, se dirige vers le foyer principal F (fig. 31). Mais, pendant le temps

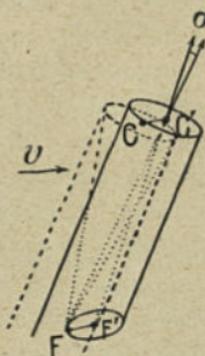


Fig. 31.

$t = \frac{\varphi}{c}$  mis par l'onde pour parcourir la distance focale  $\varphi$ , la lunette, entraînée par la Terre, se déplace parallèlement à elle-même, chacun de ses points décrivant un vecteur parallèle à la vitesse orbitale  $v$  et égal à  $CC' = vt = \frac{v\varphi}{c}$ . L'éther étant

supposé fixe par rapport au système de référence choisi, le point de convergence de l'onde sera toujours F ; par rapport au foyer principal F', il paraîtra déplacé de :

$$F'F = -CC' = -\frac{v\varphi}{c}.$$

Au signe près, le lieu de F par rapport à F' est homothétique à l'hodographe de la Terre : c'est un cercle de rayon  $\frac{v\varphi}{c}$  parallèle au plan de l'écliptique. Au cours de la révolution annuelle de la Terre, l'étoile semblera donc décrire autour de F' la courbe précédente que l'observateur confondra avec sa projection sur le plan focal ; celle-ci est une ellipse dont le grand axe est parallèle au plan de l'écliptique et dont l'excentricité est égale à  $\cos \lambda$  ( $\lambda$  latitude de l'étoile).

On voit que l'écart angulaire maximum  $\alpha$  entre la position apparente et la position vraie :

$$\alpha = \frac{1}{\varphi} \times \frac{v\varphi}{c} = \frac{v}{c}$$

est le même pour toutes les étoiles. La valeur de  $\alpha$  déduite

par Newcomb d'un grand nombre d'observations astronomiques :

$$\alpha = 20'',47$$

concorde très exactement avec la valeur théorique.

**3. Entraînement des ondes (Fizeau).** — Fresnel ayant déduit de sa théorie de la lumière (basée sur l'élasticité de l'éther) que, dans un fluide d'indice  $n$  animé d'une vitesse  $v$ , la vitesse des ondes devait se trouver accrue de :

$$\delta v = v \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right),$$

Fizeau exécuta en 1851 une expérience de vérification.

Son appareil se compose de deux tubes de verre AB et CD (fig. 32) longs de 1 m. 50, parallèles entre eux et fermés par des glaces planes. Un courant d'eau de vitesse connue

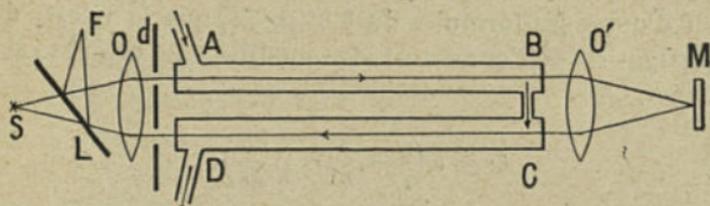


Fig. 32.

$v$  parcourt successivement les tubes en circulant dans des directions opposées dans chacun d'eux. Les rayons lumineux provenant d'une source S traversent la lame semi-argentée L, puis sont dirigés par l'objectif O muni du diaphragme  $d$  suivant l'axe des tubes. Un objectif O' associé à un miroir M assure le retour des rayons suivant un trajet symétrique de leur trajet d'aller. On peut ainsi observer en F, après réflexion sur la lame L, les franges produites par l'interférence des faisceaux ayant parcouru les trajets ABMCD et DCMB A. Le sens de ceux-ci étant

respectivement parallèle et opposé à celui du courant d'eau, on voit aisément que l'effet cherché doit se traduire par un déplacement du système de franges, lorsque la colonne liquide passe de l'état de repos à celui de mouvement.

Avec une vitesse de circulation de 7 mètres par seconde, Fizeau obtint un déplacement facilement mesurable de  $4/10$  de frange qui, dans la limite de précision des expériences, lui permit de conclure à la validité de la formule de Fresnel. Ce résultat fut confirmé en 1889 par Michelson et Morley.

Mais un peu plus tard, H.-A. Lorentz montra que l'effet observé par Fizeau pouvait être expliqué, *dans l'hypothèse de l'éther immobile*, si l'on tenait compte de l'influence des électrons périphériques des atomes sur la propagation des ondes. Ceux-ci se mettent en effet à vibrer sous l'influence du champ électrique alternatif et on peut voir d'après les formules du § 3 (p. 72) que la vitesse de propagation de l'onde doit être modifiée. Le calcul exact donne :

$$\delta v = v \left( 1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right).$$

En 1914, Zeeman parvint à déterminer  $\delta v$  à  $1/100$  près et put montrer que la formule de Lorentz représentait mieux les résultats expérimentaux que celle de Fresnel.

*Expérience d'Airy.* — Puisque les ondes sont partiellement entraînées par la matière, il semble *a priori* que la constante d'aberration (c'est-à-dire l'effet dû à l'absence d'entraînement des ondes) doive diminuer lorsqu'on observe l'astre avec une lunette remplie d'un liquide réfringent. L'expérience, tentée par Airy en 1871, a donné un *résultat complètement négatif*. Un calcul simple permet en effet de montrer que l'introduction du liquide déplace

le centre optique de l'instrument et réduit la distance focale dans le même rapport que le déplacement transversal de l'image. La valeur angulaire de l'aberration n'est donc pas modifiée.

**4. Effet Doppler.** — On désigne sous ce nom la *variation apparente de fréquence produite par le mouvement d'une source d'ondes entretenues et le mouvement de l'observateur par rapport au milieu dans lequel se propagent les ondes.* Pour les ondes lumineuses, ce dernier sera l'éther supposé en repos comme précédemment.

**A. Effet du mouvement de la source.** — Considérons une source  $S$  (fig. 33) de fréquence  $N$  se déplaçant le long de l'axe des  $x$  d'un mouvement uniforme de vitesse  $s$ . Les ondes émises par  $S$  se propagent avec une vitesse  $c$ , tout en restant centrées sur le point qu'occupait la source au moment de leur émission. Dans un plan passant par  $Ox$ , les courbes joignant les points qui vibrent en concordance de phase (à un multiple de  $2\pi$  près) sont donc des circonférences dont les rayons croissent en progression arithmétique de raison :

$$\lambda_0 = \frac{c}{N},$$

et dont les centres sont respectivement distants de :

$$\xi = \frac{s}{N}.$$

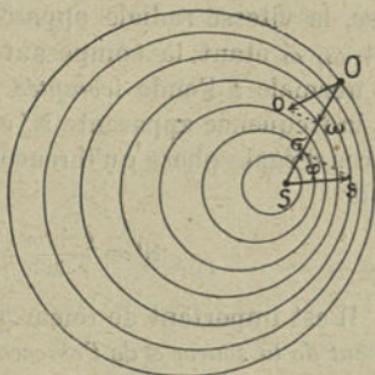


Fig. 33.

Appelons *longueur d'onde apparente*  $\lambda$  en un point M la plus courte distance en ce point de deux surfaces correspondant à une différence de phase de  $2\pi$ . Aux termes du second ordre près, cette quantité sera égale en tous les points d'azimut  $\varphi$  à :

$$\lambda = \lambda_0 - \xi \cos \varphi = \frac{1}{N} (c - s \cos \varphi) = \frac{c - \sigma}{N},$$

$\sigma$  désignant la vitesse radiale de la source *comptée positivement dans le sens SM*.

B. *Effet du mouvement de l'observateur*. — Les surfaces d'égale phase se dilatent avec une vitesse radiale égale à  $c$  et sont rencontrées successivement par l'observateur M qui possède une vitesse propre  $\omega$ . Pour ce dernier, la vitesse radiale apparente des ondes est égale à  $c + \omega$ ,  $\omega$  étant la composante de vitesse de M suivant la normale à l'onde (*comptée positivement vers la source*), et la fréquence apparente  $N'$  est égale au nombre de surfaces d'égale phase qu'il rencontre dans l'unité de temps, soit :

$$N' = \frac{c + \omega}{\lambda} = N \frac{c + \omega}{c - \sigma}.$$

Il est important de remarquer que *les effets du mouvement de la source et de l'observateur ne sont pas identiques*, le premier modifiant la longueur d'onde et le second la vitesse apparente. Ce n'est que dans le cas où  $\sigma$  et  $\omega$  sont tous deux très petits par rapport à  $c$ , que l'on peut écrire sans erreur appréciable :

$$N' = N \left( 1 + \frac{\omega + \sigma}{c} \right) = N \left( 1 + \frac{v_r}{c} \right),$$

$v_r$  désignant alors la vitesse de rapprochement de la source et de l'observateur mesurée suivant la droite qui les joint.

*Vérification expérimentale.* — La formule précédente a pu être vérifiée directement par Fabry et Buisson (1914). Un arc au mercure dont on utilise une seule radiation éclaire un disque de papier blanc tournant rapidement autour d'un axe horizontal. Chacun des points du disque diffuse la lumière de l'arc et peut être considéré comme une source dont la vitesse à la périphérie du disque atteint une centaine de mètres par seconde, les vitesses à l'extrémité d'un même diamètre vertical étant de sens contraire. En faisant tomber alternativement la radiation émise par chacun de ces points dans une direction voisine de la tangente horizontale sur un étalon interférentiel Perot-Fabry, les observateurs précédents ont constaté un déplacement des anneaux exactement égal à l'effet prévu.

L'effet Doppler a reçu d'importantes applications dans le domaine de l'Astrophysique (mesure des vitesses radiales des étoiles, étude de la chromosphère solaire).

## II. — EFFETS DU MOUVEMENT ABSOLU DE ROTATION

**5. Effet tourbillonnaire optique (Sagnac).** — Cet effet permet de mettre en évidence la *rotation absolue* d'un système ou, plus exactement, sa rotation par rapport à des axes liés à l'éther.

*Interféromètre de Sagnac.* — Réduit à ses éléments essentiels, cet appareil est constitué par un plateau circulaire P (fig. 34) muni d'un pivot central et portant trois miroirs plans  $M_1, M_2$  et  $M_3$  disposés symétriquement aux extrémités de deux diamètres rectangulaires. Un séparateur de lumière S, jouant le rôle d'une lame mince semi-réfléchissante orientée suivant un des rayons, permet de faire parcourir simultanément aux radiations

lumineuses émises par la source L portée par le plateau les trajets polygonaux d'égale longueur  $SM_1M_2M_3S$  et  $SM_3M_2M_1S$ . En inclinant légèrement S par rapport au rayon, on introduit entre les faisceaux une légère dissymétrie qui se traduit par la production d'un système de franges d'interférence perpendiculaires à la surface du plateau. Celles-ci peuvent être photographiées au moyen de la chambre C solidaire de l'appareil.

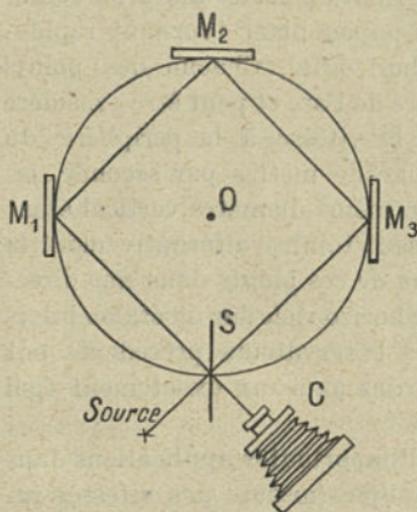
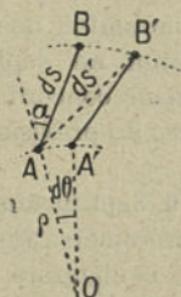


Fig. 34.

*Théorie.* — Admettons toujours l'hypothèse de l'immobilité de l'éther. A un instant donné, la différence de phase entre deux points d'un même rayon lumineux ne dépend que de leur distance (mesurée par rapport aux axes fixes liés à l'éther). Mais, d'autre part, le phénomène interférentiel est uniquement déterminé par la différence de phase des ondes au moment de leur arrivée à la surface du séparateur. La différence des chemins optiques par rapport à des axes liés à l'interféromètre étant *invariable*, il ne peut en être de même par rapport aux axes fixes lorsqu'on imprime un mouvement de rotation à l'appareil, et le mouvement relatif des deux systèmes de référence doit être manifesté par un déplacement des franges. En effet, par rapport à l'éther, le système des miroirs en mouvement fuit devant un des rayons, tandis qu'il vient au devant de l'autre.

Soit AB (fig. 35) un élément infiniment petit de longueur  $ds$  parcouru par la lumière en un temps  $dt = \frac{ds}{c}$ .

Pendant ce temps, la rotation du plateau, qui s'effectue avec une vitesse angulaire  $\omega$ , amène AB en A'B' tel que  $\text{AOA}' = \omega dt = d\theta$ , et la lumière doit, pour parvenir à l'extrémité du segment, parcourir le trajet :



$$AB' = ds' = ds \sqrt{1 + \frac{2 \rho \omega dt}{ds} \sin \alpha},$$

les termes du second ordre étant négligés. La différence de longueur des chemins optiques est donc, en tenant compte de la relation :

Fig. 35.

$$ds \sin \alpha = \rho d\theta,$$

$$ds' - ds = \frac{2\omega}{c} \times \frac{1}{2} \rho^2 d\theta = \frac{2\omega}{c} dS,$$

$dS$  désignant l'aire balayée par le rayon vecteur. En divisant par la longueur d'onde  $\lambda$  de la radiation et en intégrant tout le long du contour, on obtient le retard en nombre d'ondes du rayon qui circule dans le sens de la rotation :

$$\frac{2\omega S}{c\lambda},$$

$S$  étant l'aire du contour  $SM_1M_2M_3S$ . Comme l'autre rayon subit une avance égale au retard de celui-ci, la différence de marche entre les rayons sera :

$$n = \frac{4\omega S}{c\lambda}.$$

Cette quantité est égale au déplacement des franges exprimé en prenant l'intervalle de celles-ci comme unité.

*Expérience de Sagnac.* — En 1914, Sagnac entreprit la vérification de la formule précédente. En employant un plateau de 50 cm de diamètre ( $S = 866 \text{ cm}^2$ ) tournant à une vitesse de 1 à 2 tours par seconde, il obtint un déplacement facilement mesurable dont la valeur concordait, aux erreurs d'expérience près (1 %), avec les prévisions théoriques.

**6. Signification de l'expérience de Sagnac.** — Dans l'interféromètre Sagnac, la source lumineuse et l'observateur (ici la chambre photographique), tous deux liés aux axes mobiles, sont en repos l'un par rapport à l'autre. Les sources lumineuses virtuelles qui produisent les interférences sont les images de L (fig. 34) données par le dernier miroir que rencontrent les faisceaux. On voit facilement que, par suite de la vitesse de propagation finie des ondes, la mise en rotation du système aura pour effet de modifier légèrement les angles d'incidence sur les miroirs et d'entraîner les images virtuelles dans le sens du mouvement d'une quantité proportionnelle à la *vitesse angulaire* par rapport à l'éther. Le déplacement des franges, qui est la manifestation de ce dernier phénomène, ne sera par contre nullement modifié par l'existence d'un *mouvement de translation* par rapport à l'éther dont les effets se compensent exactement le long d'un contour *fermé* symétrique. En un mot, *l'expérience de Sagnac qui décèle le tourbillon d'éther ne peut donner aucune indication sur le vent d'éther.*

**7. Expérience de Michelson et Gale.** — En 1925, Michelson et Gale appliquèrent la méthode précédente à la mise en évidence du mouvement de *rotation absolue* de la Terre. Soit  $\Omega$  la vitesse de rotation absolue autour de la ligne des pôles, la mécanique classique montre qu'en un point de latitude  $\lambda$  la vitesse de rotation du plan tan-

gent à la surface terrestre autour de la verticale est égale à :

$$\Omega \sin \lambda,$$

formule vérifiée par l'expérience du pendule de Foucault. Il résulte des raisonnements précédents que les franges d'un interféromètre du type Sagnac lié au sol doivent être déplacées de manière continue par la rotation terrestre. Mais, la vitesse angulaire étant très petite, l'effet ne peut devenir mesurable que si l'aire  $S$  du contour parcouru par les rayons est considérable (plusieurs hectares).

Celui-ci est constitué par une lame semi-transparente  $A$  et trois miroirs argentés  $BCD$  (fig. 36) situés aux sommets d'un rectangle de 613 m. de longueur et 339 m. de largeur. La source de lumière est placée en  $L$  et les franges sont observées en  $O$  au moyen d'un micromètre visuel.

La vitesse de rotation de l'ensemble étant invariable, on mesure le déplacement des franges en repérant la frange centrale donnée par le système  $ABCD$  par rapport à la

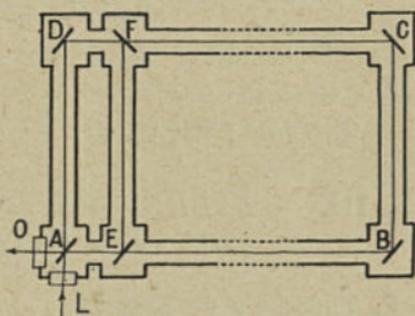


Fig. 36.

frange correspondante fournie par le système auxiliaire  $AEFDA$  dont la surface est suffisamment faible pour que l'effet dû à la rotation soit pratiquement nul. La déviation du faisceau le long du circuit de comparaison est produite par les miroirs demi-argentés  $E$  et  $F$ .

Pour tenir compte des erreurs dans le centrage des faisceaux (inévitables sur d'aussi grandes distances), Michelson opère de la manière suivante : Chaque circuit donnant de la source (fente illuminée par une radiation monochromatique) deux images distinctes correspondant à chacun des faisceaux entre lesquelles se forment les franges, on mesure, en passant d'un trajet à l'autre, la différence entre le déplacement de la frange centrale et

*celui de la double image.* Cette quantité est évidemment égale à l'effet cherché. Enfin les chemins optiques et les miroirs sont entièrement renfermés dans des tubes métalliques de gros diamètre dans lesquels une pompe puissante abaisse la pression à quelques millimètres de mercure. Ce dispositif permet d'éliminer entièrement le déplacement irrégulier des franges produit par les mouvements de convection de l'air.

**Résultats.** — Les mesures sont peu précises. Sur 269 déterminations, 4 ont donné un résultat  $> 0,5$  et 5 un résultat compris entre 0 et 0,05. Le plus grand nombre d'entre elles se groupe cependant entre 0,15 et 0,35 ; la moyenne générale non pondérée est égale à :

$$n = 0,230 \pm 0,005.$$

La valeur théorique étant, dans les conditions expérimentales :

$$n = 0,236 \pm 0,002,$$

on peut considérer le résultat précédent comme une démonstration du fait que *l'éther qui se trouve à la surface de la Terre ne participe pas à son mouvement de rotation.*

### III. — RECHERCHE EXPÉRIMENTALE DU « VENT D'ÉTHER »

**8. Théorème de Lorentz.** — *Les effets optiques d'une translation uniforme de vitesse  $v$  par rapport à l'éther sont au plus de l'ordre de grandeur de  $\left(\frac{v}{c}\right)^2$ .*

Dans un milieu quelconque, en mouvement ou au repos, la trajectoire des rayons lumineux satisfait au principe de Fermat : c'est la ligne pour laquelle la durée du trajet de l'onde est *minima*. On détermine entièrement le rayon passant par deux points A et B, en imposant à l'intégrale :

$$t = \int_A^B \frac{ds}{c'} \quad (1)$$

qui mesure la durée du trajet des ondes entre A et B, la condition d'être stationnaire,  $c'$  représentant la *vitesse apparente* de propagation dans le milieu.

On a vu d'autre part (§ 3, p. 89) que, dans un milieu d'indice  $n$  et de vitesse  $v$ , la vitesse d'entraînement des ondes n'était égale qu'à :

$$v \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right),$$

et que tout se passait comme si l'onde reculait par rapport au milieu avec une vitesse opposée à  $v$  et égale à  $\frac{v}{n^2}$ .

La vitesse apparente de l'onde dans le milieu s'obtient en composant sa vitesse vraie  $c_1 = \frac{c}{n}$  avec sa vitesse de recul. Soit  $\theta$  l'angle de ces deux vecteurs, on a :

$$c_1^2 = c'^2 - \frac{2v}{n^2} c' \cos \theta + \frac{v^2}{n^4};$$

d'où :

$$\frac{1}{c'} = \frac{1}{c_1} \left[ 1 - \frac{v}{c_1 n^2} \cos \theta + \frac{v^2}{2c_1^2 n^4} (1 + \cos^2 \theta) + \dots \right].$$

Portons cette valeur dans (1) :

$$t = \int_A^B \frac{ds}{c'} = \int_A^B \frac{ds}{c_1} - \int_A^B \frac{v ds \cos \theta}{c_1^2 n^2} + \int_A^B \frac{v^2}{2c_1^3 n^4} (1 + \cos^2 \theta) ds \quad (2).$$

La première intégrale du deuxième membre représente la durée du trajet de A en B dans le fluide *au repos* : elle est minima, d'après le principe de Fermat, pour le trajet des rayons correspondant aux lois classiques. La seconde a une valeur constante, car  $\int_A^B ds \cos \theta$  est égale à la projection du segment AB sur la vitesse  $v$ . La trajectoire du

rayon lumineux dans le fluide en mouvement correspondra donc au minimum de la somme de la première et de la troisième intégrale. Cette dernière se présente comme un *terme correctif* dont l'ordre de grandeur est  $\left(\frac{v}{c}\right)^2$ .

**9. Expériences de Michelson et Morley.** — Dès 1881, Michelson entreprit de déceler l'effet optique du second ordre produit par la translation de la Terre sur son orbite. Celle-ci s'effectue avec une vitesse de 30 km/sec ; elle est suffisamment grande par rapport à la vitesse tangentielle due à la rotation (465 m/sec au maximum) pour que l'effet de cette dernière puisse être négligé, au moins en première approximation. Si l'éther est en repos par rapport aux axes de coordonnées héliocentriques employés pour définir les mouvements planétaires, on peut donc s'attendre à observer à la surface terrestre un « vent d'éther » de vitesse approximativement égale à  $10^{-4}c$ , qui, d'après le théorème précédent, pourra être décelé si la précision des mesures optiques dépasse le cent millionième.

**Interféromètre** — Le principe de la mesure consiste à faire interférer deux faisceaux lumineux orthogonaux orientables à volonté. Un faisceau parallèle monochromatique, produit par la source S (fig. 37) conjuguée au collimateur C, tombe sous l'incidence de  $45^\circ$  sur la face demi-argentée d'une lame L à faces parallèles qui en réfléchit une partie vers le miroir  $M_1$  et laisse tomber l'autre sur le miroir  $M_2$ ,  $M_1$  et  $M_2$  étant tous deux plans et orientés perpendiculairement au rayon. Si les chemins optiques  $LM_1L$  et  $LM_2L$  sont égaux (ce qu'on réalise par un réglage convenable et par l'interposition de la lame transparente B parallèle à L et équivalente à celle-ci), les faisceaux réfléchis par  $M_1$  et  $M_2$  et respectivement transmis et réflé-

chis par L, arrivent en concordance de phase sur l'objectif de la lunette T pointée sur  $M_1$  et donnent à l'observateur l'impression du *contact optique* de  $M_1$  et de  $M_2$ . Si on imprime à l'un des miroirs un léger déplacement autour d'un axe vertical passant par son centre, on voit apparaître dans le champ de la lunette un système de franges d'interférence qui dessinent les courbes d'égale épaisseur du coin d'air virtuel compris entre l'un des miroirs et l'image de l'autre donnée par L. Toute cause modifiant le temps mis par la lumière

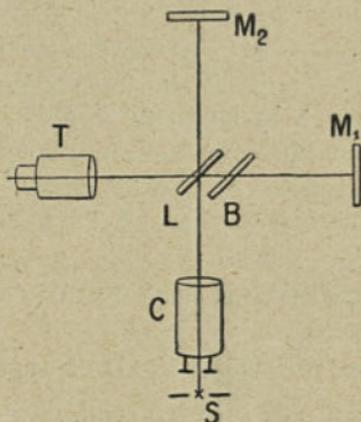


Fig. 37.

pour parcourir un des deux trajets produit un déplacement des franges perpendiculaire à leur direction.

On augmente la sensibilité de l'appareil en allongeant par des réflexions successives sur plusieurs miroirs le trajet parcouru par le rayon lumineux parallèlement à chaque direction. Le socle qui porte l'ensemble des appareils doit être très rigide pour éviter toute déformation par flexion : il était constitué, dans les expériences de Michelson, par une dalle de pierre flottant sur un bain de mercure. Le tout doit enfin être renfermé dans un excellent thermostat, car une variation de  $10^{-5}$  degré dans la température moyenne d'une seule des branches de l'appareil produit le même déplacement des franges qu'un vent d'éther de 3 km/sec.

**Théorie.** — Désignons par  $l$  la longueur invariable des chemins optiques ( $LM_1 + M_1L$ ) et par  $\theta$  l'angle que

la composante horizontale  $v$  du vent d'éther fait avec la droite  $LM_1$ . D'après le théorème de Lorentz (§, 8, p. 98), la différence entre les durées de trajet des deux rayons  $LM_1L$  et  $LM_2L$  est :

$$\varepsilon = \frac{l v^2}{2c^3} \left[ \cos^2 \theta - \cos^2 \left( \theta + \frac{\pi}{2} \right) \right] = \frac{l v^2}{2c^3} \cos 2\theta.$$

Soit  $\lambda$  la longueur d'onde des radiations interférentes, leur différence de marche en nombre d'ondes :

$$N = \frac{c}{\lambda} \varepsilon = \frac{l v^2}{2\lambda c^2} \cos 2\theta$$

sera maxima pour  $\theta = 0$ , s'annulera pour  $\theta = \frac{\pi}{4}$  et pren-

dra une valeur égale et opposée pour  $\theta = \frac{\pi}{2}$ . Si donc on

imprime à l'interféromètre un mouvement de rotation continu dans un plan horizontal, le système des franges paraîtra animé d'un mouvement oscillatoire de période égale à la durée d'un demi-tour et d'amplitude totale égale à :

$$2N_m = \frac{l}{\lambda} \cdot \frac{v^2}{c^2}.$$

On pourra donc déceler à la fois l'existence du vent d'éther et sa direction.

**Résultats.** — Michelson et Morley (1887) effectuèrent une longue série d'expériences avec un interféromètre dans lequel les chemins optiques avaient une longueur de 22 m. Le déplacement des franges produites en lumière monochromatique (raies D) pouvait être mesuré, à l'aide d'un micromètre visuel, à  $1/40$  de frange près. Aucun effet supérieur aux erreurs de lecture ne put être décelé, et les expérimentateurs conclurent que, dans leur laboratoire de Cleveland, *le vent d'éther horizontal était certaine-*

ment inférieur à  $7,5 \text{ km/sec}$ , la présence d'un vent de  $5 \text{ km/sec}$  leur apparaissant même comme improbable.

**10. Expériences de Morley et Miller.** — En 1904 et 1905, Morley et Miller reprirent les expériences précédentes avec un interféromètre de 68 m. de chemin optique, le déplacement des franges étant mesuré visuellement avec une précision voisine du centième. Le résultat fut encore négatif et on put conclure à *l'inexistence d'un vent d'éther de  $3,5 \text{ km/sec}$* . Les observateurs montrèrent de plus que l'effet était indépendant de la matière dont était faite la plate-forme de l'appareil (pierre, bois, acier).

**11. Expériences de Miller.** — En 1921, Miller se proposa de rechercher si l'échec des expériences de 1905 pouvait être expliqué par l'entraînement de l'éther au voisinage du sol. Il installa donc le même appareil dans un site bien dégagé, au sommet du mont Wilson (altitude 1 750 m); et crut pouvoir déduire d'observations *visuelles* présentant individuellement une forte dispersion *l'existence d'un vent d'éther dirigé vers le Nord-Ouest atteignant au maximum la vitesse de  $9,5 \text{ km/sec}$* . Ces expériences sont malheureusement sujettes à caution et leur auteur a signalé lui-même deux causes importantes d'erreurs : 1° l'extrême fatigue causée à l'observateur par l'exécution de ces délicates mesures dans lesquelles il est difficile d'éviter la suggestion des phénomènes ; 2° l'instabilité des réglages qui devaient être retouchés fréquemment. Plusieurs milliers de mesures furent effectuées de 1921 à 1925 : elles décelèrent l'effet indiqué au sommet du mont Wilson et montrèrent que l'effet était nul à Cleveland.

**12. Expériences de Piccard et Stahel.** — Entreprises en 1926 dans le but de vérifier les résultats de Miller, ces mesures sont caractérisées : 1° par l'enregistrement con-

tinu du déplacement des franges sur un film photographique qui peut être étudié à loisir avec la machine à diviser ; 2° par l'emploi d'un interféromètre de petites dimensions pouvant être logé à l'intérieur d'un thermostat à glace.

Une série d'expériences effectuées en ballon à 2 500 m d'altitude a donné un vent d'éther de 9 km/sec, limite de l'erreur probable par suite de conditions expérimentales défectueuses. A Bruxelles, les observateurs ont trouvé un vent de 1,7 à 2,3 km/sec, l'erreur probable correspondant à 3,0 km/sec environ. Au sommet du Rigi (altitude 1 800 m.), le vent d'éther mesuré à l'instant où, d'après les formules de Miller il aurait dû avoir une vitesse de 9,5 km/sec, fut trouvé égal à 1,5 km/sec, l'erreur probable atteignant 2,5 km/sec.

**13. Autres expériences sur le vent d'éther.** — D'après la théorie de Max Abraham, un condensateur chargé, suspendu obliquement dans un courant d'éther, doit être soumis à un couple de la part de ce dernier. Trouton et Noble réalisèrent l'expérience (1903), mais n'observèrent aucun effet appréciable. Celle-ci fut répétée par Thomaschek (1926) sur la Jungfraujoch (altitude 3 500 m) : aucun vent d'éther supérieur à 3 km/sec. ne fut décelé.

Enfin, en 1927, Esclangon a annoncé l'existence d'une dissymétrie optique de l'espace paraissant posséder une orientation fixe par rapport à la sphère céleste. Une lunette horizontale à réticule éclairé est solidaire de deux miroirs plans convenablement inclinés pour permettre l'autocollimation. On constate que l'image du réticule se déplace très légèrement par rapport à celui-ci, lorsqu'on oriente la lunette dans la direction Nord-Ouest, puis Nord-Est. L'amplitude maxima de l'effet correspond à un déplacement angulaire de  $0^{\prime\prime},036$  égal sensiblement à l'erreur probable des mesures ; la déviation semble être

fonction du temps sidéral. Pratiquement, le phénomène est trop petit pour qu'on puisse tirer aucune conclusion à son sujet.

**14. Conclusion.** — Dans l'état actuel de la Physique (1928), *il est certain que le vent d'éther, s'il existe, ne possède pas une vitesse supérieure à 10 km/sec, mais il ne paraît pas possible de nier ou d'affirmer catégoriquement son existence.* Ce résultat est déjà extrêmement intéressant ; on se trouve donc logiquement forcé d'admettre que *l'éther ne participe pas à la rotation de la Terre (effet Sagnac) tout en étant fortement entraîné par celle-ci dans sa translation.* Cette proposition semble tellement paradoxale qu'Einstein a été amené, pour lever la difficulté, à poser son fameux *principe de relativité* basé sur une analyse approfondie de la notion physique d'espace et de temps.

---

## CHAPITRE V

### THÉORIE DE LA RELATIVITÉ RESTREINTE

---

Le résultat négatif des expériences de Michelson et de ses successeurs a amené Einstein à formuler son fameux principe de la relativité des phénomènes. Le développement mathématique de cette hypothèse fondamentale (recherche des invariants) est naturellement indépendant de toute donnée expérimentale, mais l'interprétation physique des résultats pourra être sujette à révision dans la mesure où elle se trouverait en contradiction avec les faits. Toute une mécanique nouvelle, se présentant comme une approximation d'un ordre supérieur à celle de Newton, a pu être basée sur le principe de relativité ; ses déductions n'ont pu être vérifiées que partiellement par suite de l'insuffisante sensibilité des méthodes de mesures.

#### I. — CONDITIONS D'INVARIANCE DES ÉQUATIONS DE MAXWELL-LORENTZ

**1. Hypothèse de Fitzgerald-Lorentz.** — Le résultat négatif de l'expérience de Michelson, qu'aucun raisonnement ne pouvait faire prévoir, plongea les physiciens dans une grande perplexité. C'était en effet la première fois que la théorie électromagnétique, dont les vérifications avaient été si brillantes, se trouvait en contradiction avec les faits.

Pour rendre compte de cet échec, Fitzgerald et Lorentz émirent l'hypothèse que *tous les corps en mouvement par rapport à l'éther se contractaient parallèlement à la direction de leur vitesse*, l'unité de longueur se réduisant à

$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$  dans cet azimut et restant inchangée dans la direction perpendiculaire.

Cette hypothèse, peu satisfaisante pour l'esprit malgré les explications basées sur la théorie électronique par lesquelles Lorentz avait pu lui donner quelque vraisemblance, fournissait le « coup de pouce » nécessaire pour expliquer le résultat négatif de Michelson. Quelques expérimentateurs la soumièrent au contrôle de l'expérience. Lord Rayleigh et Brace tentèrent de déceler la double réfraction produite par la contraction ; Rankine et Trouton étudièrent la variation de résistance électrique d'un fil métallique due à la même cause. Malgré la haute précision des mesures, *le résultat fut complètement négatif.*

**2. Principe de relativité restreinte.** — C'est à Einstein que revient l'immense mérite d'avoir pensé le premier que l'échec de l'expérience de Michelson n'était pas dû à l'existence d'un phénomène inconnu, mais qu'il était conditionné par la nature même des choses. En substituant aux hypothèses précédemment adoptées une explication basée sur une analyse approfondie des notions physiques d'espace et de temps, Einstein a ouvert à la Science des horizons nouveaux et a rendu possible l'union, dans une synthèse grandiose, des lois de la Dynamique, de l'Électromagnétisme et de la Gravitation. Certes, la théorie nouvelle blesse sur plus d'un point notre conception philosophique de l'Univers, mais il convient de remarquer que la Relativité ne peut prétendre qu'à la réalisation d'une *synthèse de nos mesures* et qu'elle est aussi impuissante que les autres théories physiques à nous faire passer du domaine des apparences à celui de la causalité vraie.

Le principe de Relativité restreinte, posé en 1905 par Einstein, peut s'énoncer comme suit :

*Dans tous les systèmes de référence non accélérés, les lois de l'électromagnétisme (équations de Maxwell) ont la même expression*<sup>1</sup>.

On peut considérer cette proposition comme une extension au domaine des phénomènes électromagnétiques de la propriété d'invariance à l'égard de toute translation uniforme que possède la loi fondamentale de la dynamique classique :

$$\vec{F} = m\vec{\gamma}.$$

On voit immédiatement en effet que, dans le passage d'un système de référence en repos à un système en translation uniforme, la vitesse s'accroît vectoriellement de la vitesse constante de translation et que sa dérivée géométrique, qui est l'accélération, n'est pas modifiée.

Par contre, cette transformation ne respecte pas la forme des équations de Maxwell. Einstein eut le premier l'audace d'admettre que cette divergence était due au fait que les formules classiques ne constituent qu'une *première approximation* de la loi réelle de transformation et de poser le *principe*, suggéré d'ailleurs par le résultat négatif des expériences de Michelson, de l'*invariance absolue des équations de Maxwell*.

Le développement du principe de relativité restreinte comporte donc : 1° la recherche du groupe de transformations laissant invariantes les équations de Maxwell par rapport à toute translation uniforme ; 2° l'interprétation physique des formules obtenues.

Un peu plus tard (1912), Einstein a supprimé la restriction limitant la propriété d'invariance aux seuls systèmes non accélérés, et a admis que :

---

1. Le principe ne s'applique qu'aux systèmes non accélérés, car l'accélération, possédant un caractère *intrinsèque*, peut être mise en évidence par des mesures physiques.

Tous les systèmes de référence sont équivalents pour formuler les lois de la Nature à condition d'admettre l'existence dans chacun d'eux d'un champ de gravitation convenable. (Principe de relativité généralisée.)

Le cadre très limité de cet ouvrage nous impose de nous borner à l'étude de la Relativité restreinte.

**3. Groupe de transformations de Lorentz.** — Considérons deux systèmes de référence : l'un A au repos, l'autre B animé par rapport au premier d'un mouvement de translation de vitesse uniforme  $v$ . Il est possible, sans changer la nature du problème, de choisir les trièdres de coordonnées de manière à ce que ceux-ci coïncident à l'instant initial  $t = 0$ , les axes des  $x$  étant orientés parallèlement à  $v$ . Désignons par des lettres ordinaires les coordonnées relatives au système A et par des lettres accentuées les coordonnées dans le système en mouvement B ; on passe des premières aux secondes par les formules classiques (groupe de Galilée) :

$$x' = x - vt, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t.$$

La quatrième relation exprime que le temps est le même dans les deux systèmes (temps absolu). On voit immédiatement

(fig. 38) que si l'on considère à l'instant  $t = t_1$  une onde lumineuse produite en O à l'origine des temps, celle-ci se présentera dans les deux systèmes comme une sphère de rayon  $ct_1$  centrée sur le point O.

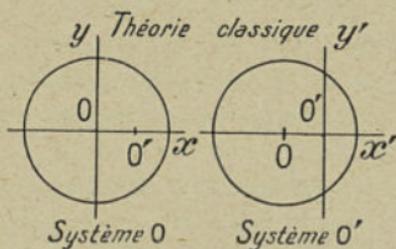


Fig. 38.

Le principe de relativité restreinte affirme au contraire

que la surface d'onde est une sphère centrée sur O dans le système A et une sphère centrée sur O' dans le système B (fig. 39). Analytiquement, cette condition s'exprime en écrivant que les équations de propagation de l'onde :

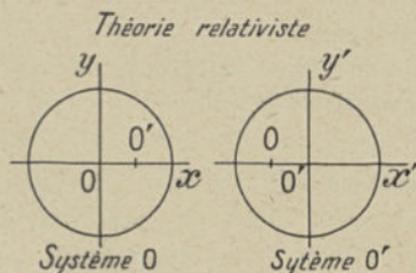


Fig. 39.

$\square \vec{h} = 0$ .     $\square \vec{H} = 0$

sont *identiques* dans A et dans B. Le groupe de transformations de la relativité restreinte doit donc avoir pour propriété fondamentale de laisser invariants les dalembertiens. Lorentz a montré que la transformation :

$x' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} (x - vt)$ ,  $y' = y$ ,  $z' = z$ ,  $t' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left( t - \frac{vx}{c^2} \right)$

jouissait de cette propriété. La présence au dénominateur du terme  $\alpha = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$  montre que les *unités de longueur et de temps sont différentes dans les systèmes A et B*, les notions de longueur et de temps absolus couramment admises par la mécanique classique perdant ici toute signification.

Il convient toutefois de remarquer que, dans tous les cas où le rapport  $v/c$  est suffisamment petit,  $\alpha$  est très voisin de l'unité, et les formules de Lorentz se confondent avec les formules classiques qui se présentent ainsi comme une *première approximation*.

## II. — LES NOTIONS D'ESPACE ET DE TEMPS

4. La simultanéité dans le temps et dans l'espace. — La transformation de Lorentz définit des grandeurs mathématiques dont la signification physique peut paraître un peu obscure à première vue. Aussi est-il bon d'analyser de très près, avec Eistein, nos notions d'espace et de temps et de montrer que les quantités figurant dans les formules de Lorentz *peuvent être mesurées* par des expériences réalisables au moins théoriquement.

Avant la découverte de la Relativité, les physiciens et les mécaniciens avaient coutume de repérer les phénomènes au moyen des trois coordonnées d'*espace* et du *temps*. Cette pratique ne soulevait pas d'objections, bien qu'elle impliquât l'existence de corps parfaitement rigides remplissant l'office de règles graduées. C'est que, depuis Newton, les mécaniciens étaient accoutumés à introduire cette fiction dans les énoncés de leurs problèmes et que, d'autre part, la précision des mesures physiques n'était pas suffisante pour déceler une divergence appréciable entre les déductions théoriques et les données expérimentales. Quant au temps, on se bornait à le considérer comme une succession, un « flux » irréversible dans lequel venaient s'insérer dans un ordre immuable les divers phénomènes. La possibilité théorique de transmettre instantanément un signal à distance au moyen d'un corps solide permettait d'accepter, sans difficulté de principe, la notion d'un *temps absolu et universel*.

*Mais, dès l'instant où l'on se refuse à admettre la possibilité de l'action instantanée à distance, les notions de temps et d'espace absolus perdent toute signification physique. Il est dès lors nécessaire de tenir compte de la vitesse de propagation finie des signaux qui permettent de mani-*

fester d'un point de l'espace à l'autre le commencement ou la fin d'un phénomène.

Einstein a montré le premier que le *seul* cas dans lequel nous puissions porter un jugement véritablement objectif et *absolu*, était l'appréciation de la *simultanéité de deux phénomènes à la fois dans l'espace et dans le temps*. En effet, ceux-ci se produisant *au même lieu*, les temps mis par les signaux (rayons lumineux par exemple) pour atteindre l'observateur sont évidemment les mêmes. Ce dernier peut donc apprécier correctement, même à distance, la *coïncidence dans le temps* des événements.

Il résulte de cette proposition qu'il est possible de *repérer l'époque d'un phénomène sur une horloge placée au point où il se produit* ; cette mesure se ramène en effet à l'observation de la coïncidence entre la production du phénomène et le passage de l'aiguille sur une division du cadran.

Toute mesure effectuée dans des conditions différentes de celles que nous venons d'indiquer, soulève par contre des difficultés que nous allons étudier en détail.

**5. La synchronisation des horloges.** — Considérons maintenant un système de référence *S non accéléré* (c'est-à-dire au repos ou en translation uniforme) et proposons-nous de déterminer si deux phénomènes se produisant en deux points différents A et B de S sont *simultanés dans le temps*.

Le premier procédé qui se présente à l'esprit consiste dans l'emploi de deux horloges soigneusement réglées l'une sur l'autre au point A par exemple. En transportant l'une d'elles en B et en notant en chaque point les heures des phénomènes, le problème sera résolu. Cette méthode, employée par les marins pour la détermination de la longitude, est peu précise, car la divergence entre les indica-

tions des horloges, due aux erreurs inévitables de réglage, croît avec le temps.

Pour les mesures exactes, il est donc nécessaire d'imaginer un procédé permettant de *synchroniser* les horloges à distance, c'est-à-dire de s'assurer de leur concordance de marche sans avoir à les déplacer. On peut utiliser dans ce but des signaux lumineux, à condition d'admettre au préalable que la vitesse de propagation de la lumière est la même dans toutes les directions, proposition confirmée d'ailleurs par l'expérience pour tous les corps dits *isotropes* (vide, air, eau, etc.).

Ceci posé, on opérera de la manière suivante : A l'instant  $t_A$  marqué par son horloge, l'observateur situé en A enverra un signal lumineux bref. L'observateur placé en B notera l'indication  $t_B$  de son horloge au moment de l'arrivée du signal et il renverra immédiatement celui-ci (par exemple en le réfléchissant à l'aide d'un miroir) vers A qui déterminera l'heure  $t'_A$  du retour en A du signal. Les deux horloges seront dites *synchrones* si :

$$t_B = \frac{t_A + t'_A}{2}.$$

S'il est possible, par des opérations géodésiques, de déterminer le milieu M de la droite AB, il suffit de placer en ce point un émetteur de signaux pour vérifier par l'identité des heures d'arrivée de ceux-ci en A et en B le synchronisme des horloges.

**6. La comparaison des règles.** — Pour mesurer les longueurs en différents points du système S, on utilisera des règles graduées comparées entre elles par juxtaposition. Bien qu'on ne connaisse pas de corps parfaitement rigide, on admet que les règles restent identiques à elles-mêmes dans le temps et dans l'espace lorsqu'elles ne sont soumises à aucune accélération. Toute modification altérant simulta-

nément et dans le même rapport la longueur de tous les corps échapperait évidemment à nos investigations, et la convention précédente peut être considérée comme une simplification de langage.

Sous cette restriction, on pourra, dans le système non accéléré S, comparer deux longueurs distantes l'une de l'autre en portant successivement sur chacune d'elles la même règle étalon.

**7. Comparaison des mesures dans deux systèmes en mouvement relatif.** — Le raccordement des mesures exécutées dans deux systèmes possédant l'un par rapport à l'autre un mouvement de translation uniforme soulève de nouvelles difficultés. Considérons, pour fixer les idées, un train se déplaçant avec une vitesse  $v$  sur une voie rectiligne et contenant des observateurs munis de leurs instruments de mesures. Il s'agit d'établir la relation qui existe entre les observations d'un même phénomène faites, d'une part, par des expérimentateurs placés sur la voie et, d'autre part, par les voyageurs du train.

Bien que les uns et les autres utilisent des instruments identiques rigoureusement comparables lorsqu'on les rassemble *en un même lieu*, on ne peut affirmer que cette identité persiste pendant le mouvement relatif, car les méthodes données plus haut pour synchroniser les horloges et comparer les règles ne sont plus applicables. Le seul procédé permettant à l'observateur d'un système de se rendre compte de la modification des étalons dans l'autre système consiste dans la comparaison de ses mesures avec les mesures simultanées de ses collègues.

S'il constate une divergence, il aura le choix entre deux attitudes : admettre l'invariance des lois de la Nature et expliquer la divergence par une modification des étalons causée par le mouvement, ou bien accepter l'existence d'une *loi locale* propre à chaque système en posant comme

principe fondamental l'invariabilité absolue des étalons.

Il n'est pas difficile de voir que, si l'on adopte le second parti, les lois de la Nature auxquelles la Métaphysique, la Science tout entière et l'intuition elle-même reconnaissent un caractère *nécessairement intrinsèque*, se transforment en apparences fuyantes continuellement altérées par les variations du mouvement et, comme telles, *inconnaisables à l'état pur* puisque nous sommes impuissants à mesurer le mouvement absolu.

Entre l'observateur de la voie qui déclare qu'étant au repos il voit le train s'avancer avec une vitesse  $v$  et le voyageur qui affirme que, par rapport à lui immobile, la voie recule avec une vitesse  $-v$ , nous ne pouvons prendre parti rationnellement. Sans doute une habitude ancestrale et irraisonnée nous porte à partager l'opinion de l'observateur de la voie, mais si l'on considère que ce dernier participe inconsciemment aux mouvements de rotation et de translation de la Terre, au mouvement du système solaire, etc., il faut bien admettre que l'opinion de l'observateur relativement à son repos est très probablement fausse.

Mais le doute ne pourra jamais être levé puisque l'espace nous apparaît comme une *forme vide complètement dépourvue de points de repères physiques* (voir Ch. IV, 3<sup>e</sup> partie). Seule, la détermination de la *vitesse relative* des deux observateurs donnera lieu à des mesures concordantes.

Par contre on aperçoit déjà, et on verra mieux encore par la suite, la simplification considérable et la riche possibilité de synthèse qu'apporte le principe de Relativité en rendant à la loi physique sa *signification intrinsèque et universelle*. En détournant les physiciens de la recherche chimérique du mouvement absolu, Einstein a fait sortir la Physique d'une impasse sans issue et lui a offert un champ nouveau de mesures dans lequel de brillantes

découvertes ont été acquises. *Le principe de Relativité doit être considéré avant tout comme une théorie physique.*

**8. Signification physique de la transformation de Lorentz.** — Appliqué à la lumière, le principe de relativité restreinte s'énonce comme suit :

*La propagation dans le vide de la lumière s'effectue avec une vitesse constante  $c$  quelle que soit la direction choisie et le système de référence employé pourvu que celui-ci ne soit pas accéléré.*

Nous allons décrire une expérience permettant de réaliser, théoriquement du moins, une telle mesure ; l'application du principe nous conduira à retrouver les formules de Lorentz qui apparaîtront ainsi avec leur *signification physique*.

Considérons (fig. 40) une voie ferrée rectiligne sur laquelle un train peut se déplacer avec une vitesse constante  $v$  voisine de la vitesse de la lumière. Soit  $2l$  la longueur du train mesurée à l'arrêt ; celle-ci, reportée sur la voie au moyen de deux piquets A et B, servira de *base* pour un observateur O, immobile par rapport à la voie, qui se propose de mesurer la vitesse de la lumière dans le « système voie ».

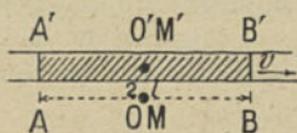


Fig. 40.

D'autre part, un observateur O', muni de règles et d'horloges identiques à celles de O, est prêt à effectuer la même mesure dans le train en mouvement.

Le train ayant pris sa vitesse, O et O' synchronisent les horloges réparties le long de la voie et le long du train (cf., § 5, p. 112), et se placent respectivement au milieu M de la base AB et au milieu M' du train. Au moment précis où M et M' coïncident pratiquement, O émet un signal qui est reçu immédiatement par O' ; les deux observa-

teurs conviennent de prendre cet instant comme origine des temps dans leurs systèmes respectifs.

*Propagation dans le système voie.* — Les ondes émises en M à l'instant  $t = 0$  parviennent en A et en B à l'instant  $t_1 = \frac{l}{c}$ .

*Propagation dans le système train.* — D'après le principe de Relativité, la loi de propagation de la lumière dans le train est la même que sur la voie. Les ondes partant de M' à l'instant  $t' = 0$  arrivent en A' et B' à l'époque  $t'_1 = \frac{l}{c}$  (heure du train).

*Aspect du train vu de la voie.* — Le résultat précédent annoncé par O' est tout à fait incompréhensible pour O. En effet, pour lui, l'onde qui se dirige vers A' possède une vitesse relative  $c + v$  par rapport au train ; elle doit donc arriver en A' à l'instant  $t_1 = \frac{l}{c + v}$ . De même, B' n'est atteint qu'à l'époque  $t_2 = \frac{l}{c - v}$ .

Or :  $t_2 - t_1 = \frac{2vl}{c^2 - v^2} \neq 0$ . O conclut donc que les horloges du train qui paraissent synchrones à O' ne le sont pas en réalité pour lui, et un raisonnement simple lui permet d'établir que, dans son système de référence, les points d'abscisse  $x$  qui, à l'époque  $t$  ont la même heure  $t'$  dans le système train, satisfont à la relation :

$$t - \frac{vx}{c^2} = \text{cte.} \quad (1)$$

En effet, d'après la définition de la simultanéité dans le train, les ondes émises à l'époque  $t'$  (heure du train) par deux points A' et B' dont l'abscisse par rapport à la voie est  $\pm x$  à l'époque  $t$  (heure de la voie) se croisent

au milieu  $M'$  de leur intervalle. Mais pendant le temps  $\Delta t'$  mis par les ondes à parcourir la moitié  $x$  de la distance des deux points,  $M'$  avance de  $v\Delta t' = \frac{vx}{c}$ . Les ondes ne peuvent donc se croiser en  $M'$  que si leurs heures de départ  $t_{A'}$  et  $t_{B'}$  dans le système voie sont différentes et telles que :

$$t_{A'} + \frac{x}{c} + \frac{v\Delta t'}{c} = t_{B'} + \frac{x}{c} - \frac{v\Delta t'}{c};$$

d'où la relation (1).

La formule exprimant les époques  $t'$  en fonction des époques  $t$  sera donc de la forme :

$$t' = \lambda \left( t - \frac{vx}{c^2} \right),$$

$\lambda$  étant une fonction choisie de manière à représenter exactement les mesures de  $O'$ . Prenons comme origine des coordonnées dans les deux systèmes les points  $M$  et  $M'$ , l'axe des  $x$  étant orienté parallèlement à la vitesse du train, les formules de transformation de coordonnées doivent être de la forme :

$$t' = \lambda \left( t - \frac{vx}{c^2} \right) \quad x' = \mu(x - vt) \quad y' = \nu y \quad z' = \nu z, \quad (2)$$

$\mu$  et  $\nu$  étant, comme  $\lambda$ , des fonctions encore indéterminées. Considérons la fonction  $\nu$  qui représente la loi de transformation des coordonnées  $y$  et  $z$  perpendiculaires à la vitesse ;  $\nu$  ne dépend que de la vitesse relative  $v$  et non du sens de celle-ci, donc :

$$\nu(v) = \nu(-v).$$

Comme d'autre part les deux systèmes sont parfaitement réciproques,

$$y' = \nu(v)y, \quad y = \nu(-v)y',$$

ce qui entraîne :

$$y = \nu(v)\nu(-v)y$$

ou :

$$\nu = 1,$$

Exprimons maintenant que dans le système train la propagation de la lumière est isotrope et se fait avec une vitesse  $c$ . Les formules (2) doivent transformer l'équation de la surface d'onde dans le système voie :

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = 0$$

en :

$$\dot{x}'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2 = 0$$

et vice versa.

On en déduit :

$$\lambda = \mu = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\alpha}$$

et :

$$x' = \frac{1}{\alpha} (x - vt), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{1}{\alpha} \left( t - \frac{vx}{c^2} \right).$$

Ce sont les formules de Lorentz. On voit donc que les lettres accentuées représentent bien le temps et les longueurs *réellement mesurées* par l'observateur O'.

Pour l'observateur O :

1° *L'unité de longueur employée par O' semble contractée parallèlement au mouvement* et réduite à une fraction  $\alpha$  de sa valeur au repos.

2° *Les horloges du train paraissent ralenties*, la période de leurs battements étant accrue dans le rapport de  $\frac{1}{\alpha}$  à l'unité.

3° *Le synchronisme ne semble pas réalisé entre ces dernières*, qui présentent une différence de marche apparente croissant avec leur distance.

**Aspect de la voie vue du train.** — Les formules inverses de Lorentz :

$$x = \frac{1}{\alpha} (x' + vt'), \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{1}{\alpha} \left( t' + \frac{vx'}{c^2} \right)$$

montrent que, vues du train, les horloges et les règles des observateurs de la voie *présentent exactement le même aspect* que les appareils correspondants du train vus de la voie.

La figure 41 montre l'aspect du train et de la voie vus

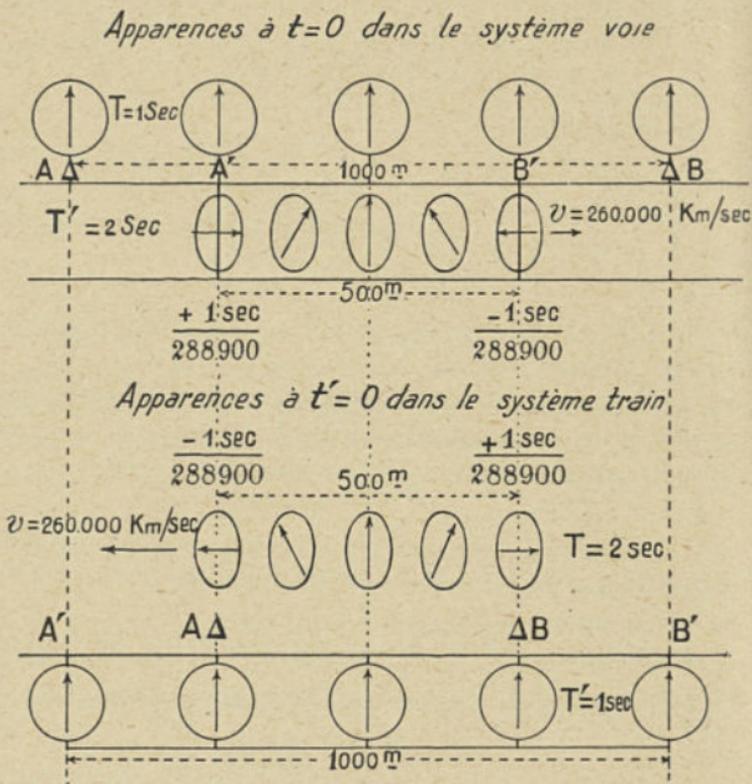


Fig. 41.

dans chacun de ces deux systèmes à l'instant initial pour M ou M'. La vitesse du déplacement relatif a été supposée égale à 260 000 km/sec.

## 9. Valeur philosophique de la théorie de la relativité

**restreinte.** — Beaucoup de personnes et plusieurs philosophes ne peuvent se résoudre à admettre les résultats paradoxaux auxquels conduit la théorie d'Einstein. C'est probablement faute de s'être fait une idée suffisamment précise de la technique des mesures physiques. S'il est possible en effet de *concevoir* la simultanéité absolue de deux phénomènes distants, nous sommes par contre incapables de vérifier *directement* cette propriété puisque *tous* les agents connus de signalisation possèdent une vitesse finie.

La théorie de la relativité est avant tout une *théorie physique* créée par un physicien en vue de définir avec précision des contingences *mesurables directement*. Elle s'appuie sur deux faits vérifiés expérimentalement dans l'état actuel de la science : l'absence de points de repère dans l'espace et la propagation isotrope de la lumière, et elle en déduit une définition très précise de la *simultanéité pouvant être soumise au contrôle de l'expérience*.

Que pouvons-nous lui demander de plus puisque, suivant le mot de Pascal, « les définitions ne sont faites que pour désigner les choses que l'on nomme et non pas pour en montrer la nature » ?

### III. — PRINCIPES DE LA MÉCANIQUE RELATIVISTE

**10. Loi de composition des vitesses.** — Considérons de nouveau un système  $S'$  animé d'une vitesse de translation  $v$  par rapport à un système  $S$  et proposons-nous de déterminer la vitesse relative  $v''$  par rapport à  $S$  d'un mobile possédant une vitesse  $v'$  par rapport à  $S'$ . Il suffit de différentier les formules inverses de Lorentz (§ 8, p. 119)

$$dx = \frac{1}{\alpha}(dx' + v dt'), \quad dy = dy', \quad dz = dz', \quad dt = \frac{1}{\alpha}\left(dt' + \frac{v}{c^2} dx'\right) \quad (1)$$

et de diviser les trois premières équations par la dernière ; on obtient :

$$v''_x = \frac{dx}{dt} = \frac{v + v'_{x'}}{1 + \frac{v v'_{x'}}{c^2}}, \quad v''_y = \frac{dy}{dt} = \alpha \frac{v'_{y'}}{1 + \frac{v v'_{x'}}{c^2}}, \quad v''_z = \frac{dz}{dt} = \alpha \frac{v'_{z'}}{1 + \frac{v v'_{x'}}{c^2}},$$

$v'_{x'}$ ,  $v'_{y'}$ ,  $v'_{z'}$  désignant les composantes de  $v'$  suivant les axes mobiles. On voit que la composition des vitesses ne s'effectue plus suivant la règle du parallélogramme. Si, en particulier,  $v'$  est parallèle à  $v$ , on a :

$$v'' = \frac{v + v'}{1 + \frac{v v'}{c^2}}.$$

Cette relation montre que *la vitesse  $v''$  est au plus égale à la vitesse de la lumière  $c$* , cette valeur n'étant atteinte que si  $v$  ou  $v'$  est égale à  $c$ .

La loi de composition des vitesses permet d'expliquer très simplement l'entraînement apparent des ondes lumineuses par la matière (effet Fizeau, v. § 3, p. 89). Soit  $v$  la vitesse de circulation de l'eau,  $v' = \frac{c}{n}$  la vitesse de la lumière dans l'eau, la vitesse  $v''$  du rayon mesurée par l'observateur est (aux termes du deuxième ordre près) :

$$v'' = \frac{v + v'}{1 + \frac{v v'}{c^2}} = \frac{1 + \frac{v}{cn}}{v + \frac{c}{n}} = \frac{c}{n} + v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right).$$

On retrouve donc la formule de Fresnel indépendamment de toute hypothèse sur la nature des milieux dans lesquels se propage la lumière.

**11. Transformation des grandeurs électriques et magnétiques.** — On obtient facilement les relations entre les grandeurs mesurées dans les systèmes  $S$  et  $S'$  en faisant

dans les équations de Maxwell généralisées (cas du vide) :

$$\overrightarrow{\text{rot}} h = -\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{H} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial h}{\partial t} + 4\pi \rho \overrightarrow{\omega}$$

le changement de variables défini par le groupe de Lorentz et en écrivant que l'équation transformée doit garder la même forme que l'équation initiale. Le calcul, sans difficulté, montre que :

$$\begin{aligned} h'_x &= h_x, & H'_x &= H_x, \\ h'_y &= \frac{1}{\alpha} \left( h_y - \frac{v}{c} H_z \right), & H'_y &= \frac{1}{\alpha} \left( H_y + \frac{v}{c} h_z \right), \\ h'_z &= \frac{1}{\alpha} \left( h_z - \frac{v}{c} H_y \right), & H'_z &= \frac{1}{\alpha} \left( H_z - \frac{v}{c} h_y \right), \\ \rho' &= \frac{1}{\alpha} \left( 1 - \frac{v v_x}{c^2} \right) \rho. \end{aligned}$$

En tenant compte des relations (1) du § 10 (p. 121), on vérifie immédiatement que :

$$\rho \, dx \, dy \, dz = \rho' \, dx' \, dy' \, dz'.$$

*La charge électrique est donc un invariant : sa grandeur est la même dans tous les systèmes de référence.*

**12. Variation de la masse avec la vitesse.** — Considérons dans le système S un point matériel de masse  $m_0$  partant du repos et soumis à une force ayant pour composantes dans ce système X, Y, Z. Le mouvement du point par rapport à S est régi par les équations :

$$m_0 \frac{d^2x}{dt^2} = X, \quad m_0 \frac{d^2y}{dt^2} = Y, \quad m_0 \frac{d^2z}{dt^2} = Z,$$

tant que la vitesse reste petite par rapport à  $c$ . Pour obtenir la loi du mouvement par rapport au système en translation S', il faut tout d'abord effectuer le changement de coordonnées de Lorentz, ce qui donne :

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{1}{\alpha^3} \frac{d^2x'}{dt'^2}, \quad \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{1}{\alpha^2} \frac{d^2y'}{dt'^2}, \quad \frac{d^2z}{dt^2} = \frac{1}{\alpha^2} \frac{d^2z'}{dt'^2}. \quad (1)$$

On remarque ensuite que la force X, Y, Z peut être assimilée à l'action sur une charge électrique  $e$  liée au point d'un champ électrostatique de composantes :

$$X = eh_x, \quad Y = eh_y, \quad Z = eh_z.$$

Or, on a vu au § 11, p. 123, que celui-ci se transformait suivant la loi :

$$h_x = h'_x, \quad h_y = \frac{1}{\alpha} h'_y, \quad h_z = \frac{1}{\alpha} h'_z. \quad (2)$$

Les groupes d'équations (1) et (2) montrent immédiatement que la loi du mouvement du point dans le système S' est donnée par :

$$\frac{m_0}{\alpha^3} \frac{d^2 x'}{dt^2} = X', \quad \frac{m_0}{\alpha} \frac{d^2 y'}{dt^2} = Y', \quad \frac{m_0}{\alpha} \frac{d^2 z'}{dt^2} = Z'. \quad (3)$$

L'application à une force mécanique quelconque de la loi de transformation des forces électriques est d'ailleurs correcte, puisqu'un système en équilibre sous l'action de forces électriques et mécaniques doit être en équilibre dans tous les systèmes de référence.

Les relations (3) montrent que *le coefficient d'inertie du mobile est fonction à la fois de la vitesse relative des deux systèmes S et S' et de l'azimut*. Pour les déplacements parallèles à la vitesse relative  $v$ , le mobile oppose à l'accélération sa *masse longitudinale* :

$$m_l = \frac{m_0}{\alpha^3} = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}}.$$

Dans les déplacements perpendiculaires à  $v$ , c'est la *masse transversale* :

$$m_t = \frac{m_0}{\alpha} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

qui intervient. Si, avec Maupertuis, on définit la masse comme le *rapport de l'impulsion à la vitesse*, il n'y a plus

à envisager qu'une seule masse, la *masse maupertuisienne* M :

$$M = m_t = \frac{m_0}{\alpha},$$

car les équations (3) peuvent se mettre sous la forme :

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m_0}{\alpha} \frac{dx}{dt} \right) = X, \quad \frac{d}{dt} \left( \frac{m_0}{\alpha} \frac{dy}{dt} \right) = Y, \quad \frac{d}{dt} \left( \frac{m_0}{\alpha} \frac{dz}{dt} \right) = Z \quad (4).$$

La variation de la masse avec la vitesse, phénomène entièrement confirmé par l'expérience (v. § 14 et 15, p. 51), est la plus remarquable découverte déduite de la théorie de la relativité restreinte.

**13. L'inertie de l'énergie.** — Soit W le travail de la force X, Y, Z, on déduit des équations (4) du § 12 :

$$\frac{dW}{dt} = X \frac{dx}{dt} + Y \frac{dy}{dt} + Z \frac{dz}{dt} =$$

$$\sum \frac{d}{dt} \left( \frac{m_0}{\alpha} \frac{dx}{dt} \right) \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{m_0 c^2}{\alpha} \right) = \frac{d}{dt} (m c^2);$$

d'où par intégration :

$$W = (m - m_0)c^2.$$

La variation de la masse étant proportionnelle à l'énergie W fournie au mobile, on peut admettre que *celle-ci est inerte et que son inertie s'ajoute à celle de la matière*. L'énergie cinétique acquise par le mobile en passant du repos à la vitesse  $v$  est donc :

$$(m - m_0)c^2 = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) = \frac{1}{2} m_0 v^2 \left( 1 + \frac{3}{4} \frac{v^2}{c^2} + \dots \right).$$

La valeur classique de l'énergie cinétique  $\frac{1}{2} m_0 v^2$  apparaît donc comme une première approximation, valable d'ailleurs dans un très large domaine.

Si l'on attribue à toute quantité d'énergie W une

masse  $\frac{W}{c^2}$ , on est conduit à penser que la masse  $m_0$ , d'un élément de matière au repos n'est autre que la masse de son énergie potentielle  $W_0$  (atomique et moléculaire) ; celle-ci serait donc égale à :

$$W_0 = m_0 c^2,$$

soit  $9 \cdot 10^{20}$  ergs (9 milliards de tonnes-mètres) par gramme de matière.

**14. Application à la masse de l'électron.** — Il est assez difficile d'admettre d'emblée qu'une énergie aussi formidable puisse être concentrée dans la matière. Pour en concevoir la possibilité, il suffit de porter son attention sur l'électron. Nous avons en effet établi au § 8 (p. 43) que la masse au repos d'un électron dans le vide ( $\mu = 0$ ) était :

$$m_0 = \frac{2e^2}{3a}.$$

D'après l'hypothèse précédente, son énergie potentielle devrait être :

$$W = \frac{2}{3} \frac{e^2 c^2}{a}.$$

Or l'énergie potentielle du champ électrostatique :

$$W_e = \frac{c^2 e^2}{8\pi} \int \int \int \frac{1}{r^4} d\tau = \frac{c^2 e^2}{8\pi} \int_a^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\sin \theta}{r^2} dr d\theta d\varphi = \frac{1}{2} \frac{e^2 c^2}{a}$$

diffère de la valeur proposée de  $\frac{1}{6} \frac{e^2 c^2}{a}$ . Ce désaccord peut être levé en remarquant avec H. Poincaré que, si l'on admet que les particules de la charge élémentaire sont soumises aux lois de l'électrostatique (1), il est nécessaire de supposer qu'une pression centripète égale et

1. Il est inutile d'insister sur le caractère purement arbitraire de cette hypothèse qui a pour seul mérite de donner à l'énergie potentielle totale de l'électron la valeur requise par la théorie de la relativité.

opposée à la pression électrostatique  $2\pi \left(\frac{e}{4\pi a^2}\right)^2 c^2$  assure la stabilité de l'électron. L'énergie potentielle correspondant à cette force supposée constante est égale au produit de la pression par le volume  $\frac{4}{3}\pi a^3$  de l'électron, soit :

$$W_p = \frac{4}{3}\pi a^3 \times 2\pi \left(\frac{e}{4\pi a^2}\right)^2 c^2 = \frac{1}{6} \frac{e^2 c^2}{a}.$$

En admettant l'hypothèse de Poincaré, on trouve donc bien pour énergie potentielle totale de l'électron  $m_0 c^2$  et on conçoit que telle puisse être l'énergie potentielle de la matière si celle-ci est uniquement constituée par des centres électrisés.

#### 15. Vérifications de la théorie de la relativité restreinte.

— La théorie de la relativité restreinte :

1° rend compte naturellement de tous les effets optiques du premier ordre (aberration, effets Doppler et Sagnac) puisque les termes correctifs introduits par elle sont au plus d'ordre égal au second.

2° explique simplement, et sans hypothèses particulières sur la nature du milieu, l'effet Fizeau (entraînement des ondes).

3° explique par son principe même l'échec de l'expérience de Michelson.

4° conduit à la conception d'une mécanique nouvelle basée sur le principe entièrement nouveau et brillamment vérifié par l'expérience de la variation de la masse avec la vitesse.

On peut donc considérer jusqu'à présent la Relativité restreinte comme représentant en fait les données de l'expérience, bien que l'influence des termes correctifs introduits par elle n'ait pu être appréciée que dans un nombre de cas très limité (variation de la masse, effet Fizeau).



## TROISIÈME PARTIE

### ÉNERGÉTIQUE DES ONDES ET DES ÉLECTRONS

#### CHAPITRE VI

#### TRANSFERT AUX ÉLECTRONS DE L'ÉNERGIE DES ONDES

Les ondes électromagnétiques peuvent, par l'intermédiaire de leur champ électrique, communiquer une énergie cinétique aux électrons. Lorsque ceux-ci sont liés à un édifice atomique, le transfert de l'énergie se fait par *quanta*, comme le montre l'existence des phénomènes photoélectriques et de l'effet Compton. On peut concevoir également un transfert *continu* d'énergie entre ondes et électrons *libres* ; telle serait la cause de la *réfraction ionique*, qui rend compte de certaines particularités observées dans la propagation des ondes de la T. S. F.

#### I. — PHÉNOMÈNES QUANTIFIÉS

**1. Lois de l'effet photoélectrique normal.** — L'effet photoélectrique, dont nous avons déjà parlé plus haut (§ 10, p. 13) obéit à des lois remarquables dont la découverte a exercé une grande influence sur l'orientation de la Physique moderne en fournissant le premier exemple de *transferts discontinus d'énergie*.

*Première loi.* — *L'effet photoélectrique ne se produit que lorsque la longueur d'onde de la radiation excitatrice est inférieure à une certaine valeur appelée seuil photoélec-*

trique et dépendant uniquement de la nature du corps étudié.

L'expérience peut être faite facilement avec le dispositif de la figure 5 éclairé par un monochromateur réglable. On constate que tout effet disparaît lorsque la longueur d'onde des radiations excitatrices dépasse les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} \text{Platine : } \lambda_0 &= 2\,840 \text{ \AA}, & \text{Argent : } \lambda_0 &= 3\,250 \text{ \AA}, \\ \text{Mercure : } \lambda_0 &= 3\,043 \text{ \AA}, & \text{Sodium : } \lambda_0 &= 6\,800 \text{ \AA}, \\ \text{Lithium : } \lambda_0 &= 5\,250 \text{ \AA}. \end{aligned}$$

*Deuxième loi.* — Pour une radiation excitatrice donnée, le nombre d'électrons éjectés est proportionnel à l'énergie de la radiation incidente.

*Troisième loi.* — La vitesse maxima  $v$  des électrons éjectés ne dépend que de la longueur d'onde de la radiation excitatrice ; elle est d'autant plus grande que celle-ci est plus courte (ou, ce qui revient au même, que la fréquence est plus grande).

La mesure de la vitesse  $v$  des électrons s'effectue très simplement avec le dispositif précédent en déterminant le potentiel positif  $U$  auquel il faut porter la grille pour arrêter les électrons émis ; on en déduit  $v$  par la relation :

$$\frac{1}{2} m v^2 = eU.$$

Les lois que nous venons d'énoncer et qui paraissent indépendantes des conditions physiques et de la température en particulier sont celles de l'effet *normal*. A celui-ci se superpose chez les métaux alcalins un effet *sélectif* consistant en une émission particulièrement forte d'électrons pour une longueur d'onde donnée de la radiation excitatrice ; nous reviendrons un peu plus loin sur ce phénomène.

**2. Théorie des quanta.** — L'interprétation des phéno-

mènes photoélectriques à l'aide des principes de la mécanique ondulatoire classique soulève de grosses difficultés. En effet l'énergie communiquée aux électrons éjectés ne dépend que de la *fréquence* du rayonnement exciteur et l'accroissement de l'énergie (ou de l'amplitude) des radiations excitatrices a pour unique effet d'augmenter le nombre des phénomènes élémentaires. Tous les transferts d'énergie entre le rayonnement et les électrons aboutissent donc à la cession à chacun de ces derniers d'un *même quantum d'énergie*. Ce phénomène est entièrement inexplicable si l'on adopte la conception classique du rayonnement, et la cause qui arrête brusquement le transfert continu d'énergie entre l'onde et l'électron, lorsque l'énergie communiquée atteint une valeur fixe, nous est totalement inconnue.

Einstein, reprenant une hypothèse de Planck, proposa d'admettre comme principe suggéré par l'expérience que *les transferts d'énergie entre ondes et électrons ne pouvaient s'effectuer que par quantités discrètes ou quanta proportionnelles à la fréquence  $\nu$  de l'onde et numériquement égales à  $h\nu$ ,  $h$  étant une constante universelle.*

Dans ces conditions, une radiation monochromatique de fréquence  $\nu$  tombant sur la surface d'un métal communique à certains électrons une énergie égale à  $h\nu$ . Celle-ci est employée à extraire l'électron de l'atome (ionisation), puis à vaincre la différence de potentiel qui s'oppose à sa sortie de la surface du métal, ce qui correspond à un travail global :

$$p = p_t + p_s.$$

Le surplus se transforme en énergie cinétique de l'électron, de sorte qu'on a :

$$h\nu = \frac{1}{2} m\nu^2 + p.$$

(Équation d'Einstein.)

Cette relation, qui représente la loi quantitative de l'effet photoélectrique, a été très exactement vérifiée par l'expérience dans un large domaine de fréquences s'étendant des radiations infra-rouges aux rayons X durs.

On voit que les électrons ne peuvent sortir du métal ( $\nu > 0$ ) que si la fréquence de la radiation excitatrice dépasse une certaine valeur  $\nu_0$  telle que :

$$h\nu_0 = p.$$

Dans le cas (toujours réalisé pour les métaux) où il existe des électrons libres, le travail d'ionisation est nul, et  $p$  se réduit au travail de sortie qui est équivalent à celui produit par une différence de potentiel de quelques volts.

Lorsque la fréquence devient très élevée (rayons X), le quantum est capable d'extraire des électrons des niveaux profonds de l'atome. Dans ce cas c'est au contraire le terme  $p_i$  qui est seul important, le travail de sortie étant alors tout à fait négligeable. La validité de l'équation d'Einstein dans ce domaine a été vérifiée expérimentalement par de Broglie et Whiddington en utilisant la méthode des spectres magnétiques de vitesses.

**3. Mesure de  $h$  (Millikan).** — La formule d'Einstein permet de déterminer à partir de mesures sur l'effet photoélectrique la valeur de la constante universelle d'action  $h$ . En 1916, Millikan a réalisé dans ce but une série d'expériences très soignées sur les métaux alcalins.

*Principe.* — L'échantillon à étudier étant amené devant l'ouverture d'un cylindre de Faraday et irradié par une radiation monochromatique de fréquence  $\nu$ , on cherchait la différence de potentiel *minima*  $V$  à établir entre le métal et le cylindre pour arrêter tous les photoélectrons. Cette limite était obtenue par interpolation graphique en prolongeant jusqu'à sa rencontre avec l'axe des abscisses la courbe représentant l'intensité du cou-

rant électronique en fonction de la différence de potentiel. Millikan tenait compte naturellement de la différence de potentiel de contact entre les deux métaux constituant l'électrode irradiée et le cylindre de Faraday. Ayant ainsi obtenu la valeur de  $V$  pour différentes radiations monochromatiques, il a tracé la courbe donnant  $V$  en fonction de  $\nu$ . L'équation d'Einstein, qui s'écrit ici :

$$eV = h\nu - p$$

montre que les points expérimentaux doivent s'aligner sur une droite dont le coefficient angulaire est  $\frac{h}{e}$ . Cette prévision est vérifiée en pratique avec une précision suffisante pour que Millikan ait pu déduire une bonne valeur de  $h$  de la mesure de la pente de la droite.

*Appareils.* — Il est absolument nécessaire, pour obtenir des résultats comparables entre eux, que la surface des métaux sou-

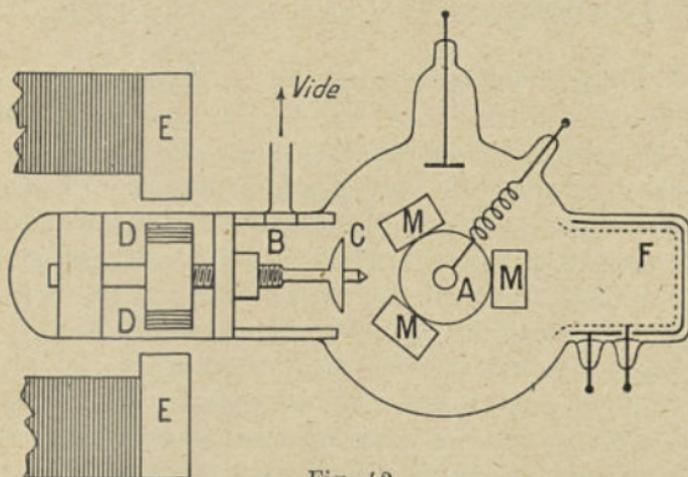


Fig. 42.

mis au rayonnement soit rigoureusement propre. Les surfaces des métaux alcalins, qui s'oxydent instantanément à l'air, doivent être travaillées dans le vide. La fig. 42 montre l'ingénieux dispositif imaginé par Millikan pour répondre à cette nécessité.

Les échantillons à étudier (Na, K, Li) ont la forme de masselottes cylindriques M et sont montés sur un axe A dont la rotation commandée de l'extérieur de l'appareil permet de les amener à volonté devant le dispositif de section ou le cylindre de Faraday F servant à la mesure. On comprend facilement, par le seul examen de la figure, le fonctionnement du dispositif de coupe, constitué par un couteau C monté sur une tige filetée B à laquelle deux masses de fer doux D soumises à l'action d'un électro-aimant extérieur E permettent d'imprimer un mouvement hélicoïdal. Le faisceau de lumière excitatrice filtré par un monochromateur réglable tombe sur la surface du métal après avoir traversé un trou G foré dans le fond du cylindre F. Tout l'ensemble de l'appareil est évacué par une pompe réalisant un vide élevé.

**Résultats.** — Les mesures faites avec le dispositif qui vient d'être décrit ont donné pour valeur moyenne de  $h$  :

$$h = (6,57 \pm 0,03) \cdot 10^{-27} \text{ erg} \times \text{seconde},$$

résultat en bon accord avec les autres déterminations de cette grandeur.

**4. Effet photoélectrique sélectif.** — En 1910, Pohl et Pringsheim découvrirent que, dans les métaux alcalins, un effet *sélectif* se superposait à l'effet *normal* étudié plus haut. Ce phénomène, dont la fig. 43 représente l'allure, consiste en une augmentation considérable du nombre des électrons émis (pouvant atteindre trois cents fois la grandeur de l'effet normal) pour une valeur privilégiée de la longueur d'onde des radiations excitatrices.

La particularité la plus remarquable de l'effet sélectif consiste dans le fait qu'il est *provoqué exclusivement par la composante normale à la surface du corps du vecteur électrique des rayons incidents*. La courbe de la figure 43, obtenue en irradiant la surface d'un alliage KNa avec de la lumière polarisée tantôt parallèlement, tantôt perpendiculairement au plan d'incidence ( $i = 60^\circ$ ), met en évidence cette propriété. Le tracé en trait plein représente

l'émission provoquée par une radiation dont le vecteur électrique est parallèle au plan d'incidence (effet sélectif) ; la courbe pointillée représente la même quantité pour une radiation de même énergie dont le vecteur électrique est parallèle à la surface sensible (effet normal). Avec l'alliage étudié, l'effet sélectif n'a lieu que pour les longueurs d'onde comprises entre 2 540 et 5 460 Å. Il présente un maximum très aigu,

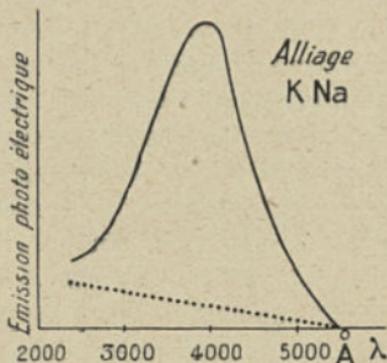


Fig. 43.

semblant correspondre à une véritable résonance atomique pour une certaine longueur d'onde  $\lambda_0$ , qui, pour les métaux purs, est donnée par le tableau ci-dessous :

Rb	K	Na	Li
$\lambda_0 = 4\ 900$	4 400	3 400	2 800 Å

**5. Photométrie photoélectrique.** — L'intensité du courant photoélectrique étant, pour une radiation donnée, proportionnelle à l'énergie incidente, ce phénomène a reçu de nombreuses applications dans le domaine de la Photométrie. On utilise dans la plupart des applications la *cellule photoélectrique* dont nous avons déjà parlé au § 10 (p. 13). L'ampoule, en verre ou en quartz fondu suivant qu'il s'agit de déceler des radiations visibles ou ultra-violettes, est garnie, par distillation dans le vide, du métal sensible. Le choix de ce dernier dépend de la région spectrale à étudier : on emploie généralement le potassium pur ou hydruré dans la région visible du spectre, le rubidium pour les rayons rouges et le cadmium pour les radiations ultra-violettes,

On augmente beaucoup la sensibilité de la cellule (de dix à cent fois) en introduisant dans celle-ci, après remplissage, de l'argon sous faible pression (quelques dixièmes de millimètre de Hg). L'ionisation du gaz par les photoélectrons produit en effet un courant qui s'ajoute au courant photoélectrique, mais, par contre, on perd en général le bénéfice de la proportionnalité du courant à l'éclairement réalisé dans les cellules parfaitement vidées.

En évitant toutes les causes de fuite par conductibilité superficielle (atmosphère sèche, anneaux de garde) et en utilisant un électromètre sensible et de faible capacité (électromètre à corde), il est possible de déceler des rayonnements extrêmement faibles (de l'ordre de  $10^{-6}$  erg/sec). Lorsque le courant photoélectrique est plus intense, on peut l'amplifier à l'aide de tubes thermioniques à 3 ou 4 électrodes, ce qui permet de le mesurer à l'aide d'un galvanomètre et même de lui faire commander par l'intermédiaire de relais une manœuvre mécanique. La cellule constitue donc un véritable œil artificiel dont la sensibilité dépasse en certains cas celle de l'œil humain. Elle partage malheureusement avec ce dernier le défaut de ne pouvoir être employée à des mesures *absolues* précises, par suite de l'existence de phénomènes internes complexes (défauts d'isolement, fatigue photoélectrique) et son emploi doit, en toute rigueur, être limité à l'exécution de mesures *comparatives*.

Une application très intéressante des cellules à la densitométrie photographique a été faite sous la forme des *microphotomètres enregistreurs* (Dejardin-Chalonge, Koch). Ces appareils explorent automatiquement une région donnée d'un cliché photographique en traçant simultanément la courbe des opacités en fonction de l'abscisse. Ils rendent de grands services pour le dépouillement des clichés spectroscopiques.

Signalons enfin que la cellule, ne possédant pas d'inertie

appréciable, enregistre fidèlement les plus rapides variations d'intensité du faisceau incident. Cette propriété a été largement mise à profit pour la solution du problème de la télévision.

**6. Phénomènes photoélectriques dans les solutions et dans les cristaux.** — Les métaux ne sont pas les seules substances capables de perdre des électrons sous l'influence des radiations lumineuses. Certaines solutions alcalines ( $\text{NaCl}$ ,  $\text{KCl}$ ,  $\text{Na}^2\text{SO}^4$ ,  $\text{K}^2\text{SO}^4$ ,  $\text{NaNO}^3$ ,  $\text{Na}^2\text{CO}^3$ ) jouissent de la même propriété. Poole a même montré que l'activité photoélectrique des solutions de ferrocyanure de potassium était sensiblement proportionnelle à la concentration, ce qui semble indiquer que l'élément actif est l'ion négatif dissocié électrolytiquement ou associé en groupements moléculaires.

Un certain nombre de sulfures et d'halogénures métalliques cristallisés tels que l'argentite  $\text{Ag}^2\text{S}$ , la stibine  $\text{Sb}^2\text{S}^3$  et les sels halogénés du thallium donnent lieu à des émissions photoélectriques importantes ; les sels de thallium présentent un effet sélectif très accentué.

On peut rattacher à l'effet photoélectrique la *production de forces électromotrices sous l'influence de la lumière* qui a été observée par Geiger sur l'argentite  $\text{Ag}^2\text{S}$  et la molybdénite  $\text{MoS}^2$ , sulfures cristallisés naturels. L'irradiation du cristal par une lumière de longueur d'onde convenable produit entre deux de ses points une différence de potentiel atteignant au maximum pour  $\text{Ag}^2\text{S}$  13 millivolts pour un éclairage de 600 lux. L'effet, compliqué par des phénomènes de fatigue, n'est pas de nature thermoélectrique ; il dépend de la longueur d'onde de la radiation excitatrice et présente un maximum aigu au voisinage de  $1 \mu$ .

**7. Conductibilité photoélectrique.** — L'effet photoélec-

trique n'est pas essentiellement un phénomène superficiel ; il peut se produire dans toute la masse du corps lorsque les radiations excitatrices sont capables de pénétrer à l'intérieur de celui-ci. La mise en liberté d'électrons libres au sein d'un diélectrique ou d'un corps de grande résistivité a pour effet d'accroître le pouvoir inducteur spécifique et la conductibilité. Cette propriété a été mise en évidence qualitativement dans le quartz, le spath, le sel gemme, la fluorine, la paraffine exposés aux rayons X.

Les expériences de Grebe (1923) ont montré que la conductibilité électrique du soufre, qui est extrêmement petite à l'état normal, peut être multipliée par 100 par exposition aux rayons X. Le courant de conduction suit la loi d'Ohm ; il est sensiblement proportionnel à l'intensité du rayonnement absorbé, ce qui donne un sérieux fondement à l'hypothèse de l'ionisation en volume des atomes du diélectrique.

Gudden et Pohl ont étudié très soigneusement (1920) l'influence des radiations lumineuses sur la conductibilité des cristaux transparents et tout particulièrement du diamant. Ce dernier corps devient conducteur lorsqu'on le soumet à un rayonnement de longueur d'onde inférieure à 6 000 Å ; l'effet, limité à la période de l'éclairement, est d'autant plus intense que la longueur d'onde est plus courte jusqu'à la limite de 2 300 Å, qui correspond à une bande d'absorption. En prenant la précaution de ne soumettre le cristal qu'à des éclaircissements de courte durée (une seconde) et de le ramener chaque fois à son état initial en l'irradiant par des rayons rouges, il est possible d'éliminer les effets secondaires dus aux déplacements des charges à l'intérieur du cristal et d'obtenir une mesure correcte de l'effet principal. Gudden et Pohl ont montré que, comme dans l'effet photoélectrique externe, *le nombre des électrons libérés à l'intérieur du cristal était exactement égal au nombre de quanta absorbés*. Des

résultats numériques de leurs mesures on peut même tirer une valeur de la constante de Planck :  $h = 6,8 \cdot 10^{-27}$  en bon accord avec les résultats de Millikan.

Il est intéressant de remarquer que les cristaux présentant le phénomène de la conductibilité photoélectrique possèdent tous un pouvoir réfringent élevé. Ce fait indique, d'après la théorie classique de la dispersion, la présence dans les corps considérés d'électrons de valence faiblement liés à l'atome et pouvant être arrachés à ce dernier par le champ électrique de l'onde incidente.

**8. Phénomènes photochimiques.** — Les forces de valence étant actuellement considérées comme résultantes des actions électrostatiques qui s'exercent entre les éléments positifs et négatifs des atomes, on conçoit que la modification par l'effet photoélectrique du nombre d'électrons périphériques de l'atome puisse jouer un rôle dans les réactions chimiques. On connaît actuellement un grand nombre de réactions qui sont provoquées ou accélérées par l'action de rayons de longueur d'onde convenable. La lumière peut jouer le rôle de catalyseur ou bien fournir effectivement l'énergie nécessaire à la réaction. Dans le premier cas, une faible quantité de lumière suffit à provoquer la combinaison d'un grand nombre d'atomes : à ce type de réaction se rattache la synthèse de HCl sous l'action des radiations bleues et violettes du spectre. Dans le second cas les échanges d'énergie satisfont à la loi photochimique d'Einstein : *Chaque molécule prenant part à l'action chimique absorbe un quantum d'énergie rayonnante.*

Un calcul simple montre que, dans ces conditions, une radiation de longueur d'onde égale à 2 000 Å communique à la molécule-gramme une énergie équivalente à 142,2 grandes calories ; celle-ci est de l'ordre de grandeur des chaleurs de réaction usuelles. Warburg a montré que la

décomposition de HBr et de HI sous l'action de la lumière (photolyse) obéissait à la loi d'Einstein.

D'après Nernst l'action du quantum consisterait principalement dans la séparation des molécules en atomes. Ceux-ci se combineraient ensuite suivant leurs affinités chimiques qui sont, on le sait, notablement plus grandes que celles des molécules correspondantes. Franck et Cario ont montré qu'il était possible d'obtenir de l'hydrogène atomique (décelable par son action réductrice sur CuO) en soumettant à l'action de la radiation de résonance du mercure 2 536 Å un mélange d'hydrogène et de vapeur de mercure renfermé dans un tube de quartz légèrement chauffé. On admet qu'ici l'énergie lumineuse est d'abord absorbée par les atomes de mercure, puis transmise par ceux-ci aux molécules d'hydrogène avec lesquelles ils entrent en collision.

Inversement, le rayonnement agissant sur les éléments d'un gaz monoatomique peut, en leur arrachant un ou plusieurs électrons, leur communiquer une électroaffinité permettant la constitution de molécules. En irradiant par la radiation 2 536 Å un tube de quartz dans lequel on distille du mercure, on aperçoit, jusqu'à une certaine distance des bords du faisceau excitateur, une luminescence dans laquelle le spectroscopie décèle des bandes vertes et ultra-violettes caractéristiques des molécules  $Hg^2$  métastables formées par association d'un atome Hg excité et d'un atome Hg normal. La vie moyenne de ces molécules (1/20 000 de seconde environ) est très supérieure au temps de relaxation atomique ( $10^{-8}$  sec), ce qui montre l'existence d'une véritable combinaison.

Les radiations lumineuses apparaissent donc comme capables de provoquer des combinaisons et des décompositions chimiques sans l'intervention d'autres agents. Il n'est pas téméraire de penser que, lorsque nos connaissances sur la structure des atomes et les effets des radia-

tions se seront précisées, certaines réactions laborieuses pourront être rendues faciles et complètes par l'action convenablement dosée d'un rayonnement bien choisi.

9. **L'effet Compton.** — Jusqu'en 1923 le mécanisme des échanges d'énergie entre quanta et électrons était resté complètement inconnu. A cette date, le physicien américain A.-H. Compton découvrit un phénomène dont l'étude permit d'acquérir les premières données précises sur cette importante question. En étudiant la diffusion des rayons X par différentes substances, il remarqua que *la longueur d'onde des rayons diffusés était légèrement supérieure à celle des rayons incidents, la différence des longueurs d'onde ne dépendant que de l'angle de diffusion.*

*Expérience.* — Les rayons X sont produits par une ampoule A à anticathode de tungstène ou de molybdène fournissant avec une grande intensité les radiations caractéristiques de ces

métaux (fig. 44). Des diaphragmes de plomb D délimitent un étroit faisceau de rayons qui tombe sur la substance diffusante B (graphite par exemple). Un spectrographe à rayons X S

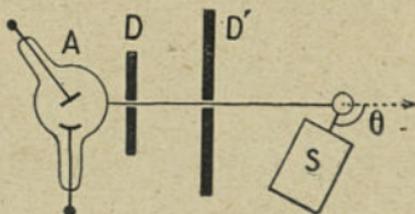


Fig. 44.

enregistre le rayonnement diffusé dans une direction faisant un angle arbitraire  $\theta$  avec la direction des rayons incidents. On constate que, sur les spectrogrammes, les raies caractéristiques du métal constituant l'anticathode sont doublées d'un satellite situé du côté des grandes longueurs d'onde, l'écart des doublets ainsi formés obéissant à la loi :

$$\Delta\lambda = a \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

la constante  $a$  étant la même pour tous les doublets et sensiblement égale à  $0,048 \text{ \AA}$ .

*Théorie.* — Considérons (fig. 45) un quantum de fréquence  $\nu_0$  et un électron *libre* situé sur sa trajectoire et au repos. D'après la théorie de la relativité (v. § 13, p. 125), le quantum possède une quantité de mouvement  $\frac{h\nu_0}{c}$ . Au moment où il rencontre l'électron, il communique à ce

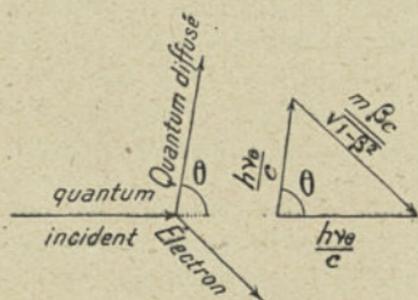


Fig. 45.

dernier une certaine vitesse  $v = \beta c$  en lui transférant l'équivalent de son énergie cinétique  $mc^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right)$ . Le quantum dévié par le choc prend une nouvelle direction faisant un angle  $\theta$  avec sa direction initiale ; la

perte d'énergie qu'il a subie se traduit par une diminution de sa fréquence qui devient  $\nu_0 < \nu_0$ .

Écrivons les principes de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie :

$$\left( \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \right)^2 = \left( \frac{h\nu_0}{c} \right)^2 + \left( \frac{h\nu}{c} \right)^2 + 2 \frac{h\nu_0}{c} \cdot \frac{h\nu}{c} \cos \theta,$$

$$h\nu_0 = h\nu + mc^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right).$$

On tire facilement de ces deux équations :

$$\nu_0 = \frac{\nu_0}{1 + 2 \frac{h\nu_0}{mc^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}},$$

où, en remplaçant les fréquences par les longueurs d'onde :

$$\lambda_0 = \lambda_0 + 2 \frac{h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (1)$$

la constante  $\frac{2h}{mc}$  a pour valeur 0,0484 Å ; la présence du terme  $m$  au dénominateur montre que l'effet est d'autant plus petit que la masse de la particule diffusante est plus grande. On explique ainsi par la diffusion sur les noyaux atomiques la présence des raies de longueur d'onde normale.

Compton a étudié également la diffusion par les électrons liés à l'atome : il trouve que, dans ce cas, la formule (1) devient :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\lambda_4 - \lambda} + 2 \frac{h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2)$$

$\lambda_4$  étant la longueur d'onde correspondant au potentiel d'ionisation des électrons considérés.

*Vérifications expérimentales.* — Alors que la formule (1) ne représentait correctement les résultats expérimentaux que dans le cas de diffuseurs de poids atomique faible, la formule (2) est en bon accord avec l'expérience *sans restrictions*.

Wilson, Compton et Simon et d'autres expérimentateurs ont étudié au moyen de l'appareil à détente déjà décrit (§ 14, p. 18) la répartition des vitesses des électrons et des quanta après le choc. La photographie stéréoscopique des traces montre que certaines d'entre elles présentent des bifurcations qui matérialisent les trajectoires des électrons mis en mouvement et des quanta déviés : la répartition de celles-ci dans l'espace est conforme aux prévisions théoriques.

## II. — PHÉNOMÈNES CONTINUS

**10. La réfraction ionique.** — En 1912, Eccles a étudié la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique contenant des ions libres de charge  $e$

et de masse  $m$ . En un point où le champ électrique dû à l'onde est :

$$h = h_0 \cos \omega t,$$

les ions prendront un mouvement satisfaisant à l'équation différentielle :

$$x'' = \frac{e}{m} h_0 \cos \omega t, \quad (1)$$

soit :

$$x' = \frac{e}{m\omega} h_0 \sin \omega t, \quad x = -\frac{e}{m\omega^2} h_0 \cos \omega t = -\frac{e}{m\omega^2} \frac{dh}{dt}. \quad (1)$$

Désignons par  $N$  le nombre d'ions par  $\text{cm}^3$ , le courant de déplacement qu'ils produisent est :

$$Nex' = -\frac{m\omega^2}{Ne^2} \frac{dh}{dt}. \quad \text{U. E. M.}$$

Le courant de déplacement dans un diélectrique de pouvoir inducteur spécifique  $K$  étant (v. § 2, p. 35) :

$$j = \frac{K}{4\pi c^2} \frac{dh}{dt},$$

on voit que tout se passe comme si la constante diélectrique était diminuée et devenait :

$$K' = K - N \frac{4\pi e^2 c^2}{m\omega^2}.$$

La vitesse de propagation correspondante :

$$V' = V \left( 1 + N \frac{e^2 \lambda^2}{2\pi m} \right)$$

est donc accrue par le fait de l'ionisation. Les équations (1) fournissent l'explication de ce phénomène : le courant ionique, proportionnel à  $x'$ , est en retard d'un quart de période sur le champ tandis que le courant de déplacement est en avance de la même quantité ; le premier se retranche donc du second en produisant une diminution apparente de  $K$ .

Appliquons cette donnée à l'atmosphère terrestre et supposons que l'ionisation augmente avec l'altitude. L'indice de réfraction électromagnétique décroîtra à partir du sol le long des verticales et la trajectoire des ondes tournera sa concavité vers la surface terrestre. Une onde de longueur d'onde  $\lambda$  se déplacera sur une sphère concentrique à la Terre de rayon  $a$  si :

$$\frac{d\nu'}{\nu'} = \frac{d\rho}{a + \rho} \quad \text{ou :} \quad \frac{dN}{d\rho} = \frac{2\pi m}{ae^2\lambda^2}$$

En admettant que tous les ions sont des électrons libres, on trouve :

$$dN = \frac{3 \cdot 10^9}{\lambda^2} \text{ par km.}$$

Une onde de 100 m, émise en un point de la surface terrestre, sera donc ramenée vers celle-ci si l'accroissement du nombre d'électrons libres par km d'élévation est supérieur à 30 par  $\text{cm}^3$ .

**11. Absorption ionique.** — En réalité, le mouvement des ions dans l'atmosphère n'est pas parfaitement libre ; ceux-ci entrent fréquemment en collision avec des molécules de gaz et perdent ainsi tout ou partie de leur énergie cinétique. L'énergie transmise lors des chocs étant empruntée à l'onde, celle-ci doit éprouver une absorption que nous allons calculer d'après Larmor.

L'énergie électrique transmise par  $\text{cm}^2$  de la surface d'onde et par seconde est :

$$W = \frac{h^2}{8\pi c}$$

D'autre part, l'énergie cinétique maxima d'un ion :

$$\frac{1}{2} m v^2_{\text{max}} = \frac{1}{2} m \frac{e^2}{m^2 \omega^2} h^2 = \frac{e^2 \lambda^2}{8\pi^2 m c^2} h^2$$

est dissipée au moins en partie lors d'un choc avec une

molécule. Admettons qu'elle soit transmise intégralement à la molécule, et désignons par  $N$  le nombre d'ions par  $\text{cm}^3$  et par  $f$  la fréquence des chocs subis par un ion en une seconde ; la perte d'énergie par seconde et par  $\text{cm}^3$  sera :

$$W' = fN \frac{e^2 \lambda^2}{8\pi^2 mc^2} h^2 \nu_0 ;$$

d'où on déduit pour valeur du coefficient d'absorption par cm de longueur :

$$\frac{W'}{W} = fN \frac{e^2 \lambda^2}{\pi mc}.$$

On voit immédiatement que l'absorption croît proportionnellement au nombre de chocs, c'est-à-dire à la pression du gaz et au carré de la longueur d'onde.

#### 12. Application à la propagation des ondes de T. S. F. —

On peut expliquer à l'aide des considérations précédentes certaines propriétés remarquables des ondes courtes ( $10 \text{ m} < \lambda < 100 \text{ m}$ ) utilisées pour les radiocommunications. On sait que celles-ci peuvent être reçues pendant la nuit à des distances très supérieures à leur portée de jour et, d'autre part, qu'il est souvent impossible de recevoir à faible distance les plus courtes d'entre elles alors que leur réception dans une station éloignée est tout à fait normale.

Les radiotélégraphistes admettent, avec Heaviside, que les couches atmosphériques dont l'altitude est supérieure à 80 km contiennent *de manière permanente* une proportion relativement élevée d'ions. Ceux-ci seraient produits par l'impact sur les molécules gazeuses de particules cosmiques (Arrhénius), de rayons  $\alpha$  (Vegard) ou de rayons  $\beta$  (Birkeland) émis par le Soleil. Les calculs de Störmer montrent que les rayons  $\beta$  (électrons libres) peuvent être suffisamment déviés par le champ magnétique terrestre pour

atteindre l'atmosphère dans les régions non éclairées par les rayons solaires (hémisphère de la nuit), ce qui explique la permanence de l'ionisation. Pendant le jour, les rayons solaires produisent en outre une certaine ionisation dans les couches inférieures de l'atmosphère.

On voit donc qu'une onde émise pendant la nuit en un point de la surface terrestre rencontre, en s'élevant dans l'atmosphère, des couches dont l'indice de réfraction électromagnétique décroît. Conformément aux lois de la réfraction, sa trajectoire s'écarte de plus en plus de la verticale, jusqu'au moment où, rencontrant une couche ionisée sous l'angle limite, elle subit une réflexion totale qui la ramène vers le sol. L'angle limite de la réflexion totale étant dans ce cas très voisin de  $90^\circ$ , on conçoit l'existence d'une limite inférieure de la portée du rayon réfléchi. Ainsi s'expliqueraient les *zones de silence* que l'on observe fréquemment autour des postes à ondes très courtes ( $\lambda < 50$  m). Pendant le jour, l'ionisation produite par les rayons solaires tend à ramener les trajectoires des ondes dans les régions moyennes de l'atmosphère où la pression et, par conséquent, l'absorption sont beaucoup plus considérables.

Il est nécessaire de remarquer que le calcul du § 11 suppose implicitement que l'ion peut prendre son amplitude limite sous l'action du champ électrique de l'onde, ce qui exige que l'intervalle entre les chocs subis par l'électron soit au moins égal à la période de l'onde. Si on calcule l'intervalle des chocs pour un électron se mouvant dans une atmosphère d'hydrogène à la pression de 10 baryes correspondant à une altitude de 100 km, on trouve  $2 \cdot 10^{-7}$  sec ce qui correspond à la période de l'onde de 60 m. On comprend ainsi pourquoi les effets de la réfraction ionique se manifestent surtout sur les ondes les plus courtes employées en T. S. F.

La théorie qui vient d'être exposée sommairement peut

paraître assez artificielle et difficilement vérifiable dans l'état actuel de la science ; elle a cependant le mérite d'avoir la première rendu compte de phénomènes d'observation courante jusqu'alors inexpliqués.

**13. La pression de radiation.** — Au nombre des phénomènes continus manifestant l'action des ondes sur la matière et s'exerçant sans aucun doute par l'intermédiaire des électrons atomiques, nous devons encore ranger la *pression de radiation* prévue par Maxwell.

Considérons une onde plane dont la densité énergétique est  $\delta$  tombant sur une surface plane parfaitement absorbante. La théorie de la Relativité (v. § 13, p. 125) assigne à l'énergie contenue dans chaque  $\text{cm}^3$  de l'onde une masse  $\frac{\delta}{c^2}$  et une quantité de mouvement  $\frac{\delta}{c}$ . Or chaque  $\text{cm}^2$  de la surface absorbante reçoit par seconde la quantité de mouvement contenue dans un prisme droit de section unité et de hauteur égale à  $c$ . Il en résulte, d'après le théorème des quantités de mouvement, une pression  $p$  telle que :

$$p = c \cdot \frac{\delta}{c} = \delta.$$

*La pression exercée par une onde sur une surface normale parfaitement absorbante est égale à la densité énergétique de la radiation.* On démontre très simplement que la composante normale de la pression est égale au double de la valeur  $p$  précédente pour un miroir parfait et qu'elle varie proportionnellement au carré du cosinus de l'angle d'incidence.

La pression de radiation de la lumière a été mesurée en valeur relative par Lebedeff en dirigeant les rayons d'une lampe à arc sur un très léger équipage d'aluminium suspendu dans le vide à un mince fil de torsion (radio-

mètre). Celle-ci est extrêmement faible. Un faisceau de rayons solaires transportant par minute 2,56 calories par  $\text{cm}^2$  de section droite (constante d'Abbott) n'exerce sur une surface absorbante normale qu'une pression de 0,6 milligramme par mètre carré.

La pression de radiation peut cependant jouer un rôle appréciable lorsqu'elle agit sur de très petites particules. Arrhénius a montré que l'action répulsive de la lumière solaire sur une sphérule de diamètre égal à 0,16 micron est dix fois supérieure à l'attraction due au champ de gravitation, ce qui fournit une explication de la répulsion des queues de comètes par le Soleil et de l'existence des rayons coronaux. La mesure de la pression de radiation au moyen du radiomètre est enfin le seul moyen que nous possédions actuellement pour déceler et étudier les ondes électriques très courtes ( $\lambda < 1 \text{ mm}$ ).



## CHAPITRE VII

### TRANSFORMATION DE L'ÉNERGIE DES ÉLECTRONS EN RAYONNEMENT

Lorsqu'on soumet aux chocs d'électrons en mouvement les atomes d'un gaz ou d'un solide, on observe la production de radiations lumineuses ou de rayons X. Le spectre du rayonnement émis est caractéristique de l'élément bombardé, l'accroissement de la vitesse des électrons ayant pour seul effet d'étendre le spectre du côté des fréquences élevées. Bien que la nature des chocs entre électrons et atomes soit encore inconnue, on a pu baser sur l'hypothèse quantique une théorie de l'atome, qui rend compte des spectres observés dans des conditions très variées.

#### I. — PHÉNOMÈNES QUANTIFIÉS (SPECTRES DE RAIES)

**1. Modes d'excitation de l'atome.** — Les procédés dont nous disposons actuellement pour amener l'atome à émettre un rayonnement peuvent se ramener à trois :

**1<sup>o</sup> Impact d'électrons.** — Lorsqu'on soumet au bombardement d'électrons accélérés par un champ électrique une substance solide ou gazeuse, on constate que celle-ci émet un rayonnement plus ou moins complexe dont la fréquence reste toujours inférieure à une certaine limite  $\nu_m$  liée à la vitesse  $v$  des électrons excitateurs par la relation :

$$h\nu_m = \frac{1}{2} m v^2.$$

Si la différence de potentiel accélérant les électrons est de l'ordre de quelques volts, la substance n'émet que des radiations lumineuses ; on obtient des rayons X avec des différences de potentiel variant entre quelques centaines et quelques centaines de milliers de volts. Quelles que soient les conditions expérimentales, *le spectre des radiations produites est toujours caractéristique de la substance émettrice* (1).

2° *Élévation de température.* — On sait que les corps chauffés émettent des radiations calorifiques et lumineuses dont le spectre parfaitement *continu* se développe du côté des fréquences élevées lorsque la température croît.

3° *Irradiation de la substance.* — Certains corps possèdent la propriété, lorsqu'ils sont placés dans un faisceau de lumière de longueur d'onde convenable, d'émettre des radiations lumineuses de fréquence inférieure ou au plus égale à celle des radiations excitatrices (fluorescence). L'irradiation par les rayons X provoque de même une émission de rayons X secondaires, ce phénomène étant très général.

Nous nous bornerons, dans ce chapitre, à étudier le premier mode d'excitation. On considère actuellement comme un fait certain que l'énergie du rayonnement provient de la transformation de l'énergie cinétique des électrons. Le processus de cet échange est par contre totalement inconnu.

---

1. L'excitation des spectres par *arc* ou par *étincelle* si largement employée en spectroscopie se rattache à ce procédé. La substance, volatilisée par la chaleur de l'arc, est excitée par les électrons, et les ions mis en mouvement par le champ électrostatique. Mais ici les conditions d'excitation sont très mal définies.

2. **Excitation de la luminescence des gaz par chocs électroniques.** — Pour étudier commodément le rayonnement émis par les gaz soumis aux chocs d'électrons, on utilise un dispositif semblable à une triode (fig. 46). Un filament F, aussi court que possible pour réduire au minimum la chute ohmique due au courant de chauffage, est tendu à l'intérieur d'une ampoule A dans laquelle une pompe peut réaliser un vide élevé. Une grille G plane ou circulaire et une plaque P parallèle à celle-ci peuvent être

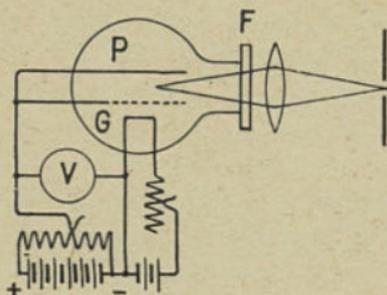


Fig. 46.

portées à un même potentiel positif par rapport au filament au moyen d'un potentiomètre alimenté par une batterie d'accumulateurs. Dans ces conditions, les électrons émis par le filament prennent toute leur vitesse entre celui-ci et la grille et

gardent, pendant la traversée de la zone équipotentielle comprise entre G et P, une vitesse constante d'autant mieux déterminée que la chute de potentiel le long du filament est plus petite. Le gaz à étudier est introduit dans l'ampoule sous pression constante après évacuation complète de celle-ci. Les radiations émises dans l'espace compris entre la grille et la plaque où les conditions physiques sont bien définies sortent de l'ampoule par une fenêtre F et sont enregistrées par un spectrographe. Dans certaines expériences, le rayonnement produit est décelé par son action sur une cellule photoélectrique contenue dans l'ampoule même et convenablement protégée contre les électrons par des pièges électrostatiques.

Introduisons dans l'ampoule de la vapeur saturante de

mercure dont la luminescence, d'une netteté et d'une intensité remarquables, fournit un exemple typique d'un phénomène d'ailleurs très général. Tant que l'énergie des électrons (compte tenu de la vitesse initiale d'émission) est inférieure à celle qui leur serait communiquée par une différence de potentiel de 4,9 volts, aucun rayonnement n'est émis. Au moment où le potentiel des électrons atteint 4,9 volts (potentiel de résonance), le spectrographe décèle la production de la raie caractéristique du mercure 2 536,7 Å qui est émise *seule* par la vapeur luminescente. Si l'on augmente progressivement la différence de potentiel accélératrice, on voit apparaître successivement de nouvelles raies du Hg (4 358, 4 046, 3 125, 3 650, etc.). A partir de 10,4 volts (potentiel d'ionisation), la vapeur émet tout le spectre d'*arc* du mercure. Au delà de cette limite, l'élévation du potentiel amène certaines modifications dans les rapports d'intensités des raies et provoque l'apparition de raies du spectre d'*étincelles* du mercure. Ces dernières, dont la fréquence est en moyenne supérieure à celle des raies d'*arc*, sont émises par des atomes auxquels une excitation énergétique a arraché un ou plusieurs électrons périphériques.

L'expérience a montré que le rayonnement d'un grand nombre de vapeurs métalliques (Na, K, Li, Rb, Cs, Mg, Bi, As, Cu) présentait les mêmes particularités d'excitation que la vapeur de mercure, aux valeurs près des potentiels d'ionisation et de résonance. La méthode des chocs électroniques, permettant de graduer avec beaucoup de précision le degré d'excitation de l'atome, constitue, avec l'étude de la fluorescence, l'un des rares moyens permettant au physicien d'acquérir quelques notions sur le mécanisme encore mystérieux de l'émission du rayonnement.

### 3. Les spectres de bandes. — La simplicité relative du

spectre de la vapeur de mercure est due surtout au fait que celle-ci est totalement dissociée en atomes. Cette propriété, d'un caractère assez exceptionnel, permet de n'observer que le rayonnement de l'atome *libre*. Pour la plupart des corps polyatomiques l'agrégation moléculaire subsiste dans les conditions où se fait l'observation et se traduit par la présence de *bandes* plus ou moins nombreuses. Les spectroscopistes désignent sous ce nom des séries de raies dans lesquelles la différence de fréquence entre une raie et la suivante paraît tendre vers zéro quand

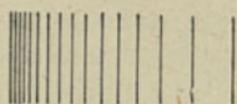


Fig. 47.

le numéro d'ordre augmente (fig. 47). Il en résulte une accumulation considérable de raies au voisinage de la limite de la série, ou *tête de bande*, qui donne à l'ensemble un aspect d'autant plus voisin de celui

d'une teinte dégradée que le pouvoir séparateur du spectroscopie est plus petit.

Deslandres a montré le premier que les fréquences des raies appartenant à la même bande satisfaisaient à la loi remarquablement simple :

$$\nu = A + Bm + Cm^2,$$

A, B, C étant des constantes et  $m$  représentant le numéro d'ordre de la raie. Une relation de même type :

$$\nu_n = a'n' + b'n'^2 - (an + bn^2) + K,$$

où  $n$  et  $n'$  représentent deux nombres caractéristiques de la bande, permet de représenter les fréquences des têtes de bandes. Un grand nombre de mesures effectuées sur les bandes visibles du cyanogène, de l'azote, de l'oxygène et sur les bandes d'absorption infra-rouges de HCl et de H<sup>2</sup>O ont permis de déterminer les constantes avec précision et de vérifier l'exactitude remarquable des formules précédentes. La théorie quantique appliquée à la struc-

ture de la molécule permet de retrouver directement les résultats précédents.

**4. Production des rayons X.** — Il n'existe pas de démarcation nette entre le domaine des rayons X et celui des radiations lumineuses. Holweck a montré que l'on pouvait passer de manière continue de l'un à l'autre en faisant varier la vitesse des électrons excitateurs. On réserve généralement le nom de rayons X aux radiations de fréquence trop grande pour pouvoir être décelées par le spectroscope ; celles-ci correspondent à un potentiel d'excitation supérieur à une centaine de volts ( $\lambda < 120 \text{ \AA}$ ).

On peut obtenir des rayons X par le bombardement électronique de solides, de liquides ou de gaz ; en pratique, on n'utilise guère que les premiers dont l'emploi est plus simple et le rayonnement plus intense. Le métal soumis aux chocs électroniques (anticathode A, fig. 48) est placé au centre d'une ampoule en verre ou en métal contenant la source d'électrons (cathode C). Une machine électrostatique

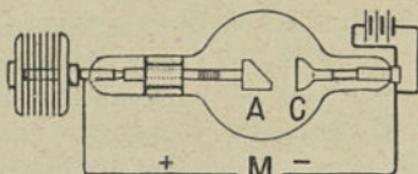


Fig. 48.

M, ou un transformateur associé à un kénotron, fournissent la différence de potentiel accélérant les électrons de C vers A. Ces derniers sont émis soit par un filament de tungstène chauffé dans le vide (ampoule Coolidge), soit par une simple cathode métallique qui laisse échapper des électrons sous l'impact des ions positifs créés aux dépens d'une petite quantité de gaz introduite à dessein dans le tube (ampoule à afflux). Une petite fraction de l'énergie des électrons qui frappent l'anticathode se retrouve dans les rayons X émis au point d'impact ; le reste se transforme en chaleur qu'il faut dissiper par

rayonnement (radiateur à ailettes) ou absorber par circulation d'eau. Les rayons X produits rayonnent en ligne droite à partir de l'anticathode et sortent en traversant la paroi de l'ampoule. Dans le cas de rayons très absorbables, il est nécessaire de ménager dans celle-ci une fenêtre de sortie fermée par une lame très mince de celluloid ou d'aluminium.

**5. Spectroscopie des rayons X.** — On peut déterminer avec précision la longueur d'onde des rayons X en étudiant leur réflexion sur les faces d'un cristal présentant la symétrie cubique (sel gemme, calcite). Cette méthode imaginée en 1913 par W.-H. et W.-L. Bragg est, dans le domaine des petites longueurs d'onde, l'équivalent exact de l'analyse de la lumière par les réseaux.

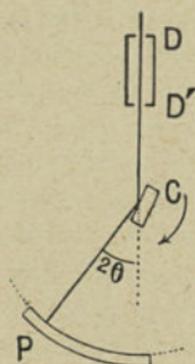


Fig. 49.

Un faisceau étroit des rayons à étudier, délimité par les diaphragmes de plomb D et D' (fig. 49), tombe sur une face du cristal analyseur C supporté par une plate-forme à laquelle un mouvement d'horlogerie communique un

mouvement de rotation lent et uniforme. Les atomes du cristal, qui sont disposés aux sommets d'un réseau cubique spatial de maille égale à  $d$ , diffractent les rayons et peuvent être considérés comme autant de sources ponctuelles équidistantes. On conçoit que, dans certaines directions privilégiées correspondant à un angle de réflexion  $\theta$  tel que :

$$n\lambda = 2d \sin \theta,$$

( $n$ , entier.)

les émissions élémentaires puissent ajouter leurs effets qui, en général, se détruisent par interférence. Tout se

passé donc comme si le cristal n'était doué de pouvoir réflecteur que dans certains azimuts dépendant de la longueur d'onde  $\lambda$  des rayons. Ceux-ci sont repérés par les impressions qui se produisent sur la pellicule photographique P lors de la rotation du cristal. On obtient ainsi des spectres remarquablement nets dont on déduit facilement  $\lambda$ , la constante (de l'ordre de 3 Å) pouvant être calculée à partir du poids moléculaire et de la densité du cristal.

**6. Lois de Moseley et de Sommerfeld.** — Les spectres de rayons X présentent une structure relativement simple. Ils se composent de groupes de raies en général nettement séparés que l'on désigne, dans l'ordre des longueurs d'onde croissantes, par les lettres K, L, M, N... On représente les différentes raies de chaque groupe par les lettres correspondantes affectées d'un indice.

La fréquence des raies du spectre de rayons X satisfait à trois lois fondamentales :

*1<sup>o</sup> Loi du quantum.* — *La fréquence des radiations émises par un tube fonctionnant sous la tension constante V est toujours inférieure à :*

$$\nu_m = \frac{eV}{h}.$$

*2<sup>o</sup> Loi de Moseley.* — *La racine carrée des fréquences des radiations homologues d'un même groupe émises par différents éléments est une fonction linéaire du numéro Z de l'élément dans la classification périodique. On a donc :*

$$\sqrt{\nu} = aZ + b,$$

*a et b étant des constantes dépendant de la raie spectrale considérée. La figure 50 construite en portant en abscisses*

N et en ordonnées les valeurs expérimentales de  $\sqrt{\nu/R}$  montre que la loi de Moseley, très exacte pour les raies des

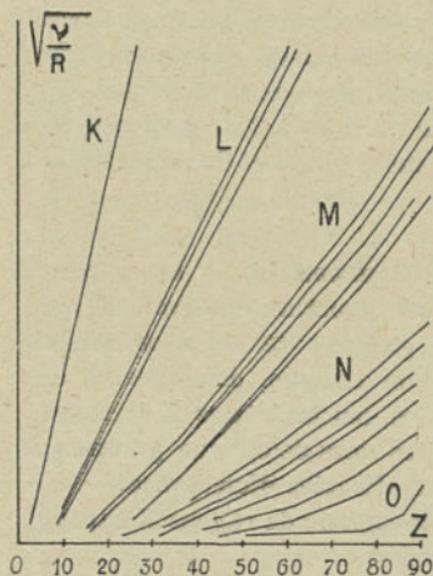


Fig. 50.

groupes K et L, devient beaucoup moins satisfaisante pour les groupes dont la fréquence se rapproche de celle de la lumière (N, O, P). La plus petite longueur d'onde mesurée (raie  $K_3$  de l'uranium) est voisine de 0,1 Å.

3<sup>o</sup> Loi de Sommerfeld. — La différence des fréquences entre deux raies homologues d'un même groupe constituant un doublet

est proportionnelle à  $Z^4$ .

La théorie quantique de l'atome fournit une explication qualitative et quantitative de ces lois.

## II. — L'ATOME DE BOHR

7. Hypothèses sur la structure de l'atome. — L'extrême petitesse des atomes a rendu impossible jusqu'à présent toute observation *directe* de leurs propriétés intrinsèques. Seules, les émissions d'électrons ou de rayonnement par des *groupes* extrêmement nombreux d'atomes placés dans des conditions physiques déterminées ont pu être l'objet de mesures, d'ailleurs multiples et précises.

Après une série d'études remarquables sur les trans-

formations radioactives, le passage des particules  $\alpha$  à travers la matière et la valence des éléments envisagée du point de vue de la classification périodique de Mendeleef, Rutherford proposa en 1911 un modèle d'atome fournissant une bonne représentation des propriétés « statiques » des éléments.

Suivant sa conception, généralement acceptée par les physiciens contemporains, l'atome serait constitué par un noyau chargé positivement autour duquel graviteraient un certain nombre d'électrons. L'ensemble devant être électriquement neutre à l'état normal, la somme algébrique des charges est nulle. Rutherford admet ensuite que *le nombre d'électrons périphériques est égal au numéro d'ordre Z de l'élément dans la classification de Mendeleef*. Les électrons sont répartis entre plusieurs couches concentriques désignées à partir du noyau par les lettres K, L, M, N..., la couche extérieure renfermant en général un nombre d'électrons égal au numéro de la colonne verticale de la classification périodique dans laquelle est rangé l'élément. Ces électrons périphériques (électrons optiques ou de valence) déterminent la valence chimique de l'élément et jouent un rôle important dans la production des spectres lumineux ; les dimensions radiales de leurs orbites sont de l'ordre du rayon assigné à l'atome par la théorie cinétique, soit environ  $10^{-8}$  cm.

Le noyau de l'atome est de dimensions beaucoup plus petites :  $10^{-12}$  cm environ ; il est constitué par l'assemblage suivant des lois encore inconnues de  $p$  charges positives et de  $n$  électrons,  $p$  et  $n$  satisfaisant naturellement à la condition :

$$p - n = Z.$$

Les charges positives ou *protons* sont considérées comme identiques au noyau de l'hydrogène ; leur masse, égale à 1 840 fois celle d'un électron, correspond à un poids

atomique très voisin de l'unité. On peut donc admettre pratiquement que toute la masse de l'atome est concentrée dans le noyau et il est nécessaire, pour rendre compte du poids atomique de l'élément, d'admettre comme plus haut que, sauf pour l'hydrogène, le nombre des protons nucléaires est supérieur au numéro atomique.

**8. Hypothèses sur la dynamique de l'atome.** — En 1913, le physicien danois Niels Bohr eut l'audace de formuler des hypothèses précises et extrêmement hardies sur la dynamique de l'atome de Rutherford. Celles-ci fournirent une représentation très exacte d'un grand nombre de phénomènes optiques et apportèrent ainsi un nouveau témoignage en faveur de la théorie des quanta qui leur avait servi de base.

Dans sa théorie primitive, Bohr examine le cas simple de l'atome d'hydrogène ( $Z = 1$ ) formé par un électron gravitant autour d'un proton. Il part des trois hypothèses suivantes :

1° *L'électron ne peut graviter que sur des orbites circulaires pour lesquelles le moment de sa quantité de mouvement est égal à un multiple entier de  $\frac{h}{2\pi}$ .*

2° *L'électron n'émet aucun rayonnement pendant son mouvement sur une des orbites possibles.*

3° *Le passage de l'électron d'une orbite  $i$  à une orbite  $j$  entraînant pour celui-ci une diminution d'énergie  $W_i - W_j$  provoque l'émission par l'atome d'un quantum de rayonnement de fréquence  $\nu_{ij}$  telle que :*

$$h\nu_{ij} = W_i - W_j.$$

Il n'est pas nécessaire d'insister sur l'audace de ces postulats qui ne répondent à aucun type de mouvement connu et dont le second contredit les lois de l'Électrodynamique classique.

9. **L'atome d'hydrogène.** — La vitesse  $v_i$  de l'électron, circulant sur l'orbite de rang  $i$  et de rayon  $a_i$ , doit être telle que l'attraction électrostatique produite par le noyau de charge  $E$  (pour H,  $E = e$ ) soit exactement équilibrée par la force centrifuge, soit :

$$\frac{Ee}{a_i^2} = m \frac{v_i^2}{a_i}. \quad (1)$$

La première condition de Bohr :

$$mv_i a_i = i \frac{h}{2\pi}$$

impose à  $a_i$  et à  $v_i$  de ne prendre que les valeurs discrètes :

$$a_i = \frac{h^2}{4\pi^2 m e E} i^2, \quad v_i = \frac{2\pi E e}{h} \cdot \frac{1}{i}.$$

Les valeurs correspondantes de l'énergie s'obtiennent en ajoutant les énergies potentielle et cinétique de l'électron, soit :

$$W_i = -\frac{Ee}{a_i} + \frac{1}{2} m v_i^2 = -\frac{2\pi^2 m e^2 E^2}{h^2 i^2}.$$

Le passage de l'électron de l'orbite  $j$  à l'orbite  $i$  devra donc engendrer d'après la troisième hypothèse de Bohr un rayonnement de fréquence :

$$\nu_{ji} = \frac{W_j - W_i}{h} = \frac{2\pi^2 m e^2 E^2}{h^3} \left( \frac{1}{i^2} - \frac{1}{j^2} \right).$$

Si l'on considère toutes les migrations d'électrons aboutissant à la même orbite  $m$ , on voit que celles-ci engendreront un spectre de raies dont les fréquences seront données par l'expression :

$$\nu = C \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (1)$$

Or, l'expérience a montré que les raies du spectre de

l'hydrogène pouvaient être groupées en séries dont les fréquences satisfaisaient aux relations:

$$\begin{aligned} \nu &= R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)_{(n \geq 2)}, & \nu &= R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)_{(n \geq 3)}, \\ & \text{(Lyman)} & & \text{(Balmer)} \\ \nu &= R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)_{(n \geq 4)}. \\ & & & \text{(Paschen)} \end{aligned}$$

L'accord de ces formules avec l'équation (1) est remarquable : l'écart entre  $R$  et sa valeur théorique est inférieur à  $1/100\ 000$ .

La théorie de Bohr entraîne comme corollaire que *la fréquence d'une radiation peut être considérée comme la différence des fréquences de deux autres radiations*. On retrouve ainsi le *principe de combinaison* énoncé dès 1908 par W. Ritz. La proposition inverse n'est pas générale, toutes les différences entre les fréquences des raies observées ne correspondant pas à des fréquences existant réellement. Le *principe de sélection* (Rubinowicz, 1918) permet de discriminer ces dernières.

**10. Explication de la loi de Moseley.** — La théorie précédente peut être étendue, avec une précision bien inférieure d'ailleurs, aux atomes pour lesquels  $Z$  est supérieur à 1. La formule (1) du paragraphe précédent montre que les radiations de plus courte longueur d'onde que peut émettre l'atome appartiennent à la série correspondant à la plus petite valeur de  $m$ . Ces raies, qui constituent la série K du spectre de rayons X, sont émises au moment où un électron revient occuper l'orbite de plus petit rayon (orbite K,  $m = 1$ ). Celle-ci étant parcourue à l'état normal par deux électrons, il faut, pour calculer son rayon, tenir compte de l'attraction des électrons par la charge  $Ze$  du noyau et de la répulsion mutuelle de ceux-ci. Sommerfeld a montré que, dans ce cas, tout se passait

*approximativement* comme si, le second électron étant supprimé, la charge du noyau devenait  $(Z - s)e$ ,  $s$  étant une constante. Toutes les raies homologues d'une même série correspondant à des valeurs identiques de  $m$  et  $n$ , leurs fréquences s'expriment en fonction de  $Z$  par la relation :

$$\nu_{mn} = A(Z - s)^2 \quad (A, \text{ constante.})$$

ou :

$$\sqrt{\nu} = aZ + b. \quad (\text{Loi de Moseley.})$$

Le même raisonnement peut être étendu aux séries L, M, N... mais avec une approximation de moins en moins bonne.

**11. Généralisation de la théorie de Bohr ; quantification des orbites.** — En 1915, Sommerfeld entreprit d'appliquer les principes posés par Bohr à des problèmes plus généraux et fut ainsi amené à énoncer les règles générales de la quantification des orbites. Considérons un système à  $n$  degrés de liberté. Pour définir complètement celui-ci, il faut se donner à chaque instant les  $n$  paramètres ou *coordonnées géométriques* :  $q_1, q_2 \dots q_n$ , qui en fixent la configuration ainsi que leurs dérivées. Il est plus commode pour le développement des calculs d'introduire les quantités de mouvements généralisées ou *momenta* (Hamilton) définies par la relation :

$$p_i = \frac{\partial E_{cin}}{\partial \dot{q}_i},$$

$E_{cin}$  représentant l'énergie cinétique totale :

$$E_{cin} = \sum \frac{1}{2} m \dot{q}_i^2$$

(les lettres surpointées figurant, suivant la notation de Newton, les dérivées des coordonnées par rapport au

temps). Les  $n$  *coordonnées dynamiques*  $p_i$  définissent le mouvement du système ; les  $2n$  coordonnées  $p_i$  et  $q_i$  fournissent une description complète des propriétés de celui-ci, dont chaque état peut être représenté par un point d'une extension en phase à  $2n$  dimensions (Gibbs).

Le produit  $p_i q_i$ , possédant les dimensions d'une *action* (énergie multipliée par un temps), Sommerfeld pose en principe que *les intégrales* :

$$\int p_i dq_i$$

*qui représentent la part contributive de chacune des coordonnées à la variation de l'action lorsque la coordonnée considérée  $q_i$  décrit le cycle complet de ses valeurs, sont égales chacune à un multiple de la constante universelle d'action  $h$  (1).*

Appliquons ces conditions à l'atome d'hydrogène, constitué par un électron gravitant *dans un plan* autour du noyau et défini par ces coordonnées polaires :  $q_1 = \theta$ ,  $q_2 = \rho$  ; on trouve facilement :  $p_1 = m\rho^2\dot{\theta}$   $p_2 = m\dot{\rho}$ . Les conditions quantiques :

$$\int_0^{2\pi} m\rho^2\dot{\theta} d\theta = n_1 h, \quad \int m\dot{\rho} d\rho = n_2 h$$

montrent que chaque orbite stationnaire correspond à un couple de valeurs des entiers  $n_1$  et  $n_2$ , qui ont reçu respectivement les noms de nombres quantiques *azimutal* et *radial*.

L'intégration de ces équations fournit les trajectoires :

---

1. Le choix des coordonnées, libre *a priori*, constitue une grave difficulté de la théorie des quanta, car les conditions quantiques ne conduisent pas en général à des résultats équivalents, quel que soit le système de paramètres adopté. Schwarzschild et Epstein ont montré que *les coordonnées à adopter sont celles qui permettent la séparation des variables dans les équations de Hamilton définissant la trajectoire*. Dans le cas de systèmes quasi périodiques, les paramètres des surfaces enveloppes des trajectoires répondent à ces conditions.

celles-ci comportent des orbites circulaires de Bohr ( $n_2 = 0$ ) et une double infinité d'orbites elliptiques, l'énergie correspondant à chacune d'elles étant :

$$W = - \frac{2\pi^2 m e^2 E^2}{h^2} \frac{1}{(n_1 + n_2)^2}.$$

La somme quantique  $n_1 + n_2$  joue ici le rôle du nombre quantique  $i$  de la théorie de Bohr, mais les quantités  $n_1$  et  $n_2$  ne peuvent pas prendre des valeurs complètement arbitraires, Rubinowicz et Sommerfeld ont en effet établi par des considérations théoriques que *le nombre quantique azimutal  $n_1$  ne pouvait varier de plus d'une unité* lors d'une transformation de l'atome produisant l'émission d'un rayonnement (*principe de sélection*).

**12. Théorie de la structure fine (Sommerfeld).** — A priori, la théorie générale de Sommerfeld paraît plutôt une complication qu'un perfectionnement de la théorie primitive de Bohr, puisque ses résultats se confondent avec les précédents et que l'une et l'autre hypothèse sont également impuissantes à expliquer la structure des raies de l'hydrogène qui sont constituées par des doublets très serrés ( $\Delta\lambda = 0,14 \text{ \AA}$  environ).

Sa valeur ne fut nettement démontrée que lorsque son auteur eut l'idée de la compléter en tenant compte de la variation de la masse de l'électron avec la vitesse, conformément au principe de Relativité (voir § 12, p. 123). Le calcul, trop long pour pouvoir être rapporté ici, montre que le mouvement de l'électron ne s'effectue plus suivant une courbe fermée et que *tout se passe comme si l'orbite elliptique était animée d'un mouvement de rotation uniforme dans son plan*. L'existence de cette rotation détruit la symétrie qui existait entre les nombreux quantiques azimutaux et radiaux ; ceux-ci n'entrent plus désormais de manière symétrique dans le dénominateur de l'expression de l'énergie.

Il en résulte que les orbites pour lesquelles la somme quantique présente la même valeur, correspondent à des énergies différentes. Pour  $n_1 + n_2 = 2$ , le terme primitif se trouve dédoublé en deux autres correspondant aux combinaisons :  $n_1 = 2, n_2 = 0$  (orbite circulaire) ;  $n_1 = 1, n_2 = 1$  (orbite elliptique) ce qui explique l'existence, au lieu des raies simples prévues par la série de Balmer, de doublets dont l'écart (en nombre d'ondes par cm.) a pour expression :

$$\Delta\nu = \frac{R\alpha^2}{2^4} \left(\frac{E}{e}\right)^4 = 0,365 \text{ cm}^{-1}$$

(R, constante de la formule de Balmer,  $\alpha$  constante absolue). La mesure directe :  $\Delta\lambda = 0,30 \text{ cm}^{-1}$  est en accord assez satisfaisant avec les déductions théoriques ; elle apporte à la fois la démonstration de l'existence des orbites elliptiques et un argument nouveau en faveur de la théorie de la Relativité.

En appliquant sa théorie aux orbites des électrons constituant les couches L, M, ... de l'atome, Sommerfeld a pu montrer que les raies des spectres de Röntgen sont des doublets dont l'écart est proportionnel à la quatrième puissance du rapport de la charge nucléaire à la charge de l'électron, c'est-à-dire à  $Z^4$ .

La théorie quantique de l'atome fournit donc une représentation très remarquable des spectres de raies ordonnables en séries. L'application des conditions de quanta aux mouvements de translation et de rotation de la molécule a permis de retrouver théoriquement les lois des spectres de bandes (voir § 3, p. 153) et de rendre compte ainsi d'un nombre important de régularités spectrales. La tâche du théoricien est cependant loin d'être terminée. Bien que les spectres de l'hydrogène et de l'hélium soient maintenant complètement expliqués et qu'un assez grand nombre de séries aient été découvertes dans les spectres des métaux et des métalloïdes, il n'en reste pas moins vrai

que la grande majorité des raies n'obéit à aucune loi connue. Certains spectres (Fe, Pt, ...) présentent un tel enchevêtrement de raies que toute tentative de classification en l'absence du fil conducteur d'une théorie est infailliblement vouée à l'échec. Par là se révèle l'extrême complexité du monde atomique qui, à partir du troisième élément de la classification de Mendelejeff (celle-ci en compte quatre-vingt-douze !), échappe à toute investigation mathématique.

**13. Mécanisme de l'émission.** — Les théories qui viennent d'être exposées se bornent à rendre compte de la fréquence des radiations émises. *Le mécanisme de l'émission est par contre complètement inconnu.* On admet que le rayonnement lumineux est émis lors du passage de l'électron d'une orbite à une autre plus voisine du noyau.

Le travail des forces électrostatiques (variation d'énergie potentielle) se transforme, par parts égales, en accroissement de l'énergie cinétique de l'électron et en rayonnement dont la fréquence est égale à la moyenne des fréquences de rotations de l'électron sur les orbites de départ et d'arrivée.

Dans l'atome à l'état normal (fig. 51), les électrons de chaque couche graviteraient sur les orbites les plus rapprochées du noyau. Lorsqu'on soumet l'atome au bombardement d'électrons libres dont la vitesse est suffisante pour qu'ils puissent pénétrer à l'intérieur des cou-

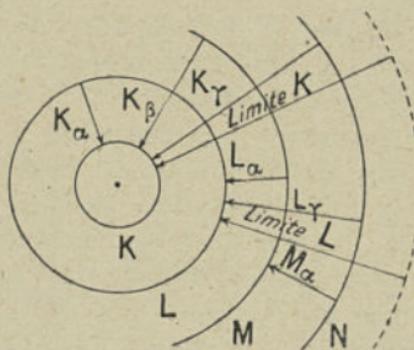


Fig. 51.

ches électroniques, des chocs se produisent lors desquels les électrons atomiques peuvent être lancés sur des orbites plus extérieures ou même complètement séparées de l'atome (ionisation). Ainsi excité, l'atome serait dans un état instable, qui cesserait par le retour de l'électron sur l'orbite de base avec émission de rayonnement.

En admettant que l'atome exerce une force répulsive sur l'électron exciteur, on peut expliquer simplement l'existence des potentiels de résonance et d'ionisation ainsi que la production successive de spectres optiques (électrons extérieurs), puis de spectres de rayons X (électrons intérieurs) lorsque la vitesse des électrons libres croît.

En 1927, P. Bricout a mesuré l'énergie de la radiation 2 536,7 Å émise par la vapeur de mercure soumise au choc d'électrons accélérés par une différence de potentiel égale ou supérieure à la tension de résonance (4, 86 V.). Il a trouvé que le nombre des quanta de lumière émis était tout à fait comparable au nombre des chocs entre électrons et atomes calculés au moyen de la théorie cinétique des gaz. La loi de variation de l'intensité en fonction de la vitesse des électrons excitateurs peut être expliquée simplement en admettant l'hypothèse d'une force répulsive radiale, fonction de la seule distance s'exerçant entre l'électron libre et l'atome.

### III. — *ACTIONS DES CHAMPS ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE SUR L'ATOME*

**14. Classification des phénomènes.** — Lorsque l'on soumet l'atome à un champ magnétique ou électrique, les trajectoires des électrons sont perturbées, ce qui entraîne certaines modifications dans le spectre d'émission.

Le champ magnétique exerce une double action : 1° il oriente les orbites dans l'espace ; 2° il modifie la vitesse des électrons circulant sur celles-ci, ce qui se traduit optiquement par une décomposition des raies simples (effet Zeeman).

Le champ électrique déforme complètement les orbites électroniques et provoque une décomposition, généralement très complexe, des raies simples (effet Stark).

#### 15. Orientation des orbites par le champ magnétique. —

Nous avons vu au § 9 (p. 44) que le champ magnétique exerçait une force sur les charges électriques en mouvement. Tout électron gravitant sur une orbite fermée est équivalent à une spire parcourue par un courant : le plan de l'orbite tend à se placer perpendiculairement aux lignes de force du champ.

Le problème de l'orientation peut être traité suivant les principes de la théorie des quanta. La position de l'électron par rapport au noyau et à la direction du champ étant définie ici par les trois coordonnées sphériques :  $\rho$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$ , il faut faire intervenir ici trois nombres quantiques : azimutal, radial et équatorial. Le calcul montre que, dans le cas d'un champ magnétique suffisamment faible pour orienter les orbites sans les déformer, *l'angle de la normale à celles-ci avec les lignes de force ne peut prendre qu'un certain nombre de valeurs discrètes.*

Cette prévision a été vérifiée en 1924 par Stern et Gerlach qui, en étudiant le mouvement d'un jet d'atomes d'argent soumis dans le vide à un champ magnétique non uniforme, ont observé que celui-ci se divisait en plusieurs branches comme l'exigeait la théorie.

#### 16. Le magnéton. —

Un électron gravitant avec une vitesse angulaire  $\omega$  sur une orbite circulaire de rayon  $a$

peut être assimilé à un courant d'intensité  $\frac{e\omega}{2\pi}$ ; son moment magnétique est par conséquent :

$$\mu = \frac{e\omega}{2\pi} \cdot \pi a^2 = \frac{1}{2} e\omega a^2;$$

mais, dans l'atome de Bohr (voir § 8, p. 160) :

$$ma^2\omega = \frac{nh}{2\pi}; \quad (n, \text{entier})$$

on en déduit :

$$\mu = \frac{e}{m} \frac{nh}{4\pi};$$

le moment magnétique de l'atome de Bohr est donc un multiple entier de même quantité. Si l'on rapporte celle-ci à la molécule-gramme en multipliant l'expression précédente par le nombre d'Avogadro  $\mathcal{N}$ , on trouve pour valeur de la constante qui a reçu le nom de *magnéton de Bohr*.

$$M_B = \frac{e}{m} \frac{h}{4\pi} \mathcal{N} = 5\,584 \text{ gauss} \times \text{cm}^3$$

Or, Weiss a montré expérimentalement que le moment des corps magnétiques rapportés à la molécule-gramme était sensiblement un multiple exact de la constante :

$$M_W = 1\,123,5 \text{ gauss} \times \text{cm}^3$$

Le magnéton de Weiss est presque exactement cinq fois plus petit que celui de Bohr. W. Pauli a signalé plusieurs causes pouvant rendre compte de cette divergence, dont la raison n'est pas encore clairement élucidée.

**17. L'effet Zeeman.** — La décomposition des raies spectrales par le champ magnétique fut observée pour la première fois en 1896 par Zeeman. La figure 52 montre les apparences d'une raie simple émise par un atome soumis

à un champ magnétique. Observée parallèlement aux lignes de force du champ, la raie paraît dédoublée en deux composantes polarisées circulairement en sens inverse l'une de l'autre. Dans une direction perpendiculaire au champ, on observe un *triplet* dont la partie centrale, polarisée parallèlement au champ, coïncide avec la raie primitive et dans les composantes extérieures, polarisées perpendiculairement au champ, présentent avec la précédente une différence de fréquence qui, exprimée en nombre d'ondes ( $\text{cm}^{-1}$ ), vaut :

$$\Delta\nu \text{ (cm}^{-1}\text{)} = \frac{e}{m} \frac{H}{4\pi c} = 4,70 \cdot 10^{-5} H \text{ (gauss).}$$

Le doublet obtenu dans le premier cas présente un écart  $2\Delta\nu$ .

L'effet Zeeman est expliqué à la fois par la théorie électromagnétique classique (Lorentz) et par la théorie des quanta. Lorentz décompose le mouvement de l'électron en une vibration rectiligne parallèle aux lignes de force du champ et en deux mouvements circulaires s'effectuant dans un plan perpendiculaire à celles-ci. La vibration rectiligne, sur laquelle le champ n'a aucune action, rend compte de la raie centrale du *triplet* ; elle ne donne lieu à aucun rayonnement dans une direction parallèle à l'accélération de l'électron (c'est-à-dire aux lignes de force) conformément aux résultats du § 21 (p. 62). Par contre, le champ magnétique modifie les composantes circulaires : son action est en effet équivalente à celle d'une force radiale qui, suivant le sens de rotation, s'ajoute à la force centrifuge ou se retranche de celle-ci. La fréquence du

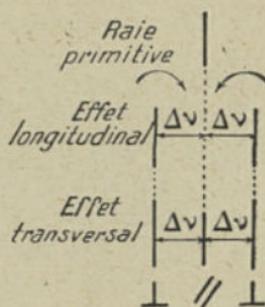


Fig. 52.

mouvement de rotation subit par suite une variation :

$$\Delta\nu = \frac{e}{m} \frac{H}{4\pi c} \quad (\text{précession de Larmor})$$

qui rend compte des composantes extérieures seules, les raies simples subissent la décomposition « normale » dont nous venons de parler.

Cette théorie primitive, basée sur l'hypothèse reconnue inacceptable du rayonnement continu, a cédé le pas à la théorie des quanta, d'après laquelle la modification des fréquences des raies manifeste les variations d'énergie produites par l'action du champ magnétique sur les électrons circulant sur les orbites quantifiées de l'atome.

Dans le cas des raies multiples (doublet et triplet) l'effet est beaucoup plus compliqué (effet anomal) et son interprétation a exigé l'introduction de nouvelles hypothèses. En 1926, Uhlenbeck et Goudsmith ont étudié l'effet de la rotation de l'électron sur lui-même. Celle-ci communique à l'électron un moment magnétique produisant une précession de l'axe de rotation. La quantification de ce mouvement introduit un quatrième nombre quantique (interne) et permet d'obtenir une représentation correcte de l'effet Zeeman anomal.

**18. Principe de correspondance.** — Il est très remarquable que la constante  $h$  n'intervienne pas dans l'expression de l'effet Zeeman et que celui-ci puisse être expliqué avec une égale précision par les théories classique et quantique. Bohr admet que, *bien que les phénomènes soient discontinus, la théorie classique les décrit avec une approximation d'autant meilleure que les nombres quantiques sont plus grands* (principe de correspondance). La loi continue est envisagée ainsi comme la limite d'une loi dont les discontinuités deviennent de plus en plus petites.

19. **L'effet Stark.** — En 1913, J. Stark a montré que les radiations émises par un gaz soumis à un champ électrique intense (rayons canaux avec gradient de potentiel de l'ordre de  $10^5$  V/cm) étaient décomposées en un certain nombre de composantes. Malgré la grande complexité du phénomène, Schwarzschild et Epstein ont établi en 1916 une théorie de l'effet Stark dans l'atome d'hydrogène, qui est en bon accord avec l'expérience. Les calculs, assez laborieux, sont conduits exclusivement d'après les principes de la Mécanique quantique, qui a reçu ainsi une nouvelle confirmation.

#### IV. — LES SPECTRES CONTINUS

20. **Le fond continu des rayons X.** — Les tubes à rayons X émettent, outre les raies caractéristiques du métal constituant l'anticathode, un *spectre continu* limité supérieurement à une certaine longueur d'onde  $\lambda_0$  telle que :

$$\frac{hc}{\lambda_0} = h\nu_0 = eV$$

(V, différence de potentiel appliquée à l'ampoule) et s'étendant du côté des grandes longueurs d'onde. La figure 53 montre la répartition de l'énergie dans le spectre continu en fonction de la longueur d'onde. L'énergie totale est sensiblement proportionnelle à  $V^2$  ; elle ne dépasse pas quelques millièmes de l'énergie des électrons excitateurs. La longueur d'onde correspondant au rayonnement ma-

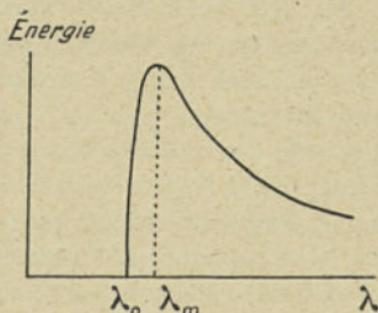


Fig. 53.

ximum est approximativement égale à :  $\lambda_m = \frac{4}{3} \lambda_0$ .

Quelques physiciens ont essayé d'expliquer l'existence du spectre continu, mais les théories proposées sont peu satisfaisantes. Du point de vue de l'électromagnétisme classique, on considère généralement le rayonnement continu comme la décomposition en un très grand nombre d'harmoniques de l'onde d'accélération émise lors de l'arrêt brusque de l'électron par la surface de l'anticathode ; mais il est alors difficile d'expliquer pourquoi le spectre présente une limite supérieure très nette du côté des fréquences élevées. La théorie quantique se borne à admettre que tout électron libre dont la vitesse diminue de  $v_0$  à  $v_1$  émet un quantum de radiation de fréquence telle que :

$$h\nu = \frac{1}{2} m (v_0^2 - v_1^2),$$

le mécanisme de l'émission étant complètement inconnu.

**21. Les spectres lumineux continus.** — On remarque dans les spectres de certains gaz ou vapeurs métalliques (K, Na, Hg) l'existence de bandes parfaitement continues s'étendant sur un domaine plus ou moins grand de fréquences. Stark (1917) a montré que l'hydrogène à faible pression traversé par un courant d'électrons émettait un spectre continu s'étendant entre la limite de la série de Balmer (3 645 Å) et 2 000 Å environ. On admettait, comme au paragraphe précédent, que ces radiations étaient émises lors de la capture par l'atome ionisé d'un électron libre qui se fixait sur l'orbite de base de la série de Balmer. Le quantum de radiation émise étant au moins égal à la variation de l'énergie de l'électron entre la périphérie de l'atome et l'orbite d'arrivée, on expliquait ainsi la valeur de la limite supérieure de longueurs d'onde (3 645 Å). Mais

des expériences plus récentes ayant mis en évidence une plus grande extension vers le rouge du spectre continu, on incline plutôt à attribuer ce dernier à la transformation en rayonnement de l'énergie potentielle lors de l'aggrégation des atomes en molécules.

En 1921, Steubing, Gerlach et Angerer montrèrent que les halogènes (Cl, Br, I) émettaient également des spectres continus, *limités nettement du côté des grandes longueurs d'onde*. On considère généralement que ces spectres sont, d'après la théorie précédente la manifestation de l'affinité pour les électrons libres, des atomes halogènes qui tendent à compléter à 8 leur ceinture périphérique d'électrons. La limite supérieure des bandes permet de calculer l'énergie de cette réaction ; les nombres trouvés sont en bon accord avec ceux déduits par Born de sa théorie des réseaux cristallins.

---

## CHAPITRE VIII

### ÉQUILIBRES STATISTIQUES ENTRE ÉLECTRONS ET RADIATIONS

---

Nous étudierons, sous ce titre, la transformation de l'énergie rayonnante par les électrons liés à la matière. On peut imaginer que ceux-ci absorbent la radiation incidente, puis la réémettent sous une forme identique ou différente. En réalité, le mécanisme de la transformation échappe complètement, jusqu'à présent, à nos moyens d'investigations qui sont limités à l'analyse des rayonnements primaire et secondaire : ce dernier apparaît donc comme la moyenne statistique d'un nombre extrêmement grand de phénomènes élémentaires. On peut diviser les effets observés en deux catégories, suivant que l'individualité de l'atome et de l'électron se traduit par l'apparition de radiations caractéristiques ou que les phénomènes apparaissent comme parfaitement continus.

#### I. — PHÉNOMÈNES DISCONTINUS

**1. Absorption.** — Lorsque l'on interpose sur le trajet d'un faisceau de lumière blanche un corps solide, liquide ou gazeux, on constate une absorption plus ou moins importante des radiations. Celle-ci peut être mise en évidence en analysant à l'aide d'un spectroscope la lumière transmise. Les radiations absorbées manquent dans le spectre continu de la lumière blanche, qui paraît sillonné de raies ou de bandes sombres (spectre d'absorption).

Kirchhoff a montré que les raies du spectre d'absorption coïncident avec les raies du spectre d'émission du corps absorbant. *Tout corps absorbe donc les radiations qu'il*

*émet*. On vérifie cette loi par l'expérience célèbre du renversement des raies. Si l'on reçoit sur un spectroscopie un faisceau de lumière blanche qui a traversé une petite épaisseur de vapeur de sodium, on constate que le spectre continu est barré par deux raies sombres qui coïncident exactement avec les raies D caractéristiques du Na émises par une flamme chargée de sel marin.

Les gaz, et en particulier les halogènes, possèdent un spectre d'absorption formé de raies extrêmement fines et nombreuses. Les liquides et les solides ne donnent guère que des bandes d'absorption, généralement très larges. Il semble donc bien que, par la condensation à l'état liquide ou solide, les atomes perdent la propriété d'émettre des radiations intrinsèques nettement définies, et que la différence entre les rayonnements des divers corps s'atténue ainsi.

On admet actuellement que l'énergie lumineuse soustraite par quanta aux rayonnements incidents est employée à élever les électrons périphériques de l'atome de leur orbite normale à une autre plus extérieure, ou même à les séparer complètement de l'édifice atomique (ionisation). Cette hypothèse est confirmée par l'existence de *bandes continues d'absorption* commençant à la limite du spectre de raies d'absorption et s'étendant du côté des fréquences élevées ; les quanta correspondants sont employés à éjecter l'électron *avec vitesse initiale*.

La molécule, dont la vibration et la rotation donnent lieu aux spectres de bandes (voir § 3, p. 153), est également capable d'absorber l'énergie des rayonnements incidents. C'est à ce phénomène que doivent être attribuées les bandes des spectres d'absorption. En 1908, J. Becquerel a montré que les bandes d'absorption de certains cristaux (xénotime, tysonite) devenaient beaucoup plus étroites à la température d'ébullition de l'hydrogène (21° K), leur largeur variant proportionnellement à la

racine carrée de la température absolue. Ainsi se manifeste, lorsque la température décroît, l'ankylose progressive des degrés de liberté correspondant aux vibrations du complexe moléculaire.

L'absorption se manifeste également dans le domaine des rayons X. Le spectre d'absorption d'un métal est formé de bandes dégradées du côté des fréquences élevées dont les têtes coïncident avec les raies principales des séries K, L, M, ... Quelques raies d'absorption correspondant aux fréquences fondamentales de l'élément peuvent être distinguées sur le fond continu. L'interprétation quantique du phénomène est la même que pour les radiations lumineuses.

**2. Phénomènes accompagnant l'absorption.** — Nous avons vu (§ 10 et 11, p. 143) que l'absorption de l'énergie des ondes par des particules électrisées entraînait une modification de l'indice de réfraction du milieu qui se trouvait ainsi dépendre de la fréquence des ondes d'incidence : c'est le phénomène bien connu de la *dispersion*. Plusieurs théories anciennes basées sur l'existence d'électrons *liés élastiquement* à l'atome ont permis d'obtenir des formules représentant assez bien la dispersion d'un certain nombre de substances transparentes, mais la théorie quantique de ce phénomène est encore à créer.

L'énergie absorbée par les particules électrisées peut être soit dégradée sous forme de chaleur à l'intérieur de la substance absorbante, soit réémise sous forme de radiations de même nature que les rayons incidents. Si le rayonnement émis possède la même fréquence que le rayonnement incident, le phénomène se nomme *diffusion* ; dans le cas contraire, on lui réserve le nom de *fluorescence* ou de *phosphorescence*, suivant que l'émission est limitée à la période d'excitation ou se prolonge après que celle-ci a cessé.

3. **Diffusion.** — L'électromagnétisme classique permet d'établir que les particules matérielles dispersent dans toutes les directions les radiations incidentes dont la longueur d'onde est supérieure à leurs dimensions propres. Dès 1871, lord Rayleigh développa une théorie célèbre de la diffusion par les milieux troubles. Il admit que chacune des particules transparentes constituant le milieu devient un centre d'ondes secondaires dont l'amplitude  $a$ , en un point situé à une distance  $r$ , est proportionnelle à l'amplitude  $A$  de l'onde incidente, au volume  $v$  de la particule et à l'inverse  $1/r$  de la distance, on a donc :

$$a = kA \frac{v}{r},$$

$a$  et  $A$  étant des grandeurs de même nature, l'homogénéité exige que  $k$  ait la dimension de l'inverse du carré d'une longueur. La seule longueur dont dépend  $a$ , exception faite de  $r$ , étant la longueur d'onde  $\lambda$  des radiations incidentes, on doit avoir :  $k = \frac{c}{\lambda^2}$ ,  $c$  étant un nombre pur. Il en résulte que l'intensité de la lumière diffusée, proportionnelle à  $a^2$ , varie comme  $1/\lambda^4$  (loi de Rayleigh).

H.-A. Lorentz a montré (1910) que, dans un système de particules uniformément distribuées, la somme des amplitudes émises dans toutes les directions autres que celles de la propagation de l'onde incidente est *nulle*. La compensation n'a plus lieu au contraire lorsqu'il existe dans le milieu des fluctuations de densité dues, par exemple, à l'agitation thermique. Dans ce cas, il y a diffusion de l'énergie lumineuse dans toutes les directions, et la prépondérance des radiations de courtes longueurs d'onde, exigée par la loi de Rayleigh, donne une coloration bleue au rayonnement engendré par diffusion d'un faisceau de lumière blanche. On explique ainsi, avec une élégante simplicité, la couleur du ciel.

En s'appuyant uniquement sur la théorie électroma-

gnétique, J.-J. Thomson a établi une théorie célèbre de la diffusion des rayons X ; d'après celle-ci, une portion de matière contenant  $N$  électrons par unité de volume possède un pouvoir diffusant, proportionnel à  $\frac{Ne^4}{m^2}$  et par conséquent *indépendant de la longueur d'onde*. C'est en se basant sur cette loi que Barkla a déduit de ses mesures (1916) que *le nombre des électrons contenus dans chaque atome était de l'ordre de la moitié de la masse atomique*. Ainsi se trouvaient confirmés à la fois les résultats de Rutherford sur la grandeur de la charge nucléaire et l'hypothèse de Van den Brock sur l'égalité du nombre atomique d'un élément et du nombre d'électrons contenus dans chaque atome de celui-ci.

**4. Fluorescence.** — Certaines substances, solides, liquides ou gazeuses, possèdent la propriété d'émettre des radiations lorsqu'elles sont soumises à l'action d'un rayonnement excitateur. Les radiations de fluorescence, qui, souvent, correspondent à un spectre très complexe, *sont toujours caractéristiques du corps émetteur*, mais la composition du rayonnement dépend de la nature de la lumière incidente. On ne connaît pas de relation simple et générale entre les deux phénomènes. Pendant longtemps, les physiciens ont cru que les radiations de fluorescence possédaient toujours une longueur d'onde plus grande que les radiations excitatrices (loi de Stokes), mais cette relation se trouve si souvent en défaut qu'on ne peut la considérer comme exacte que dans certains cas particuliers.

*La fluorescence est toujours accompagnée d'une absorption des radiations excitatrices*. On le montre facilement en interposant sur un faisceau de rayons émis par un arc électrique, une cuve de cristal remplie d'eau pure à laquelle on ajoute goutte à goutte une solution de fluorescéine ou de sulfate de quinine, substances fortement fluores-

centes. Lorsque la solution est très diluée, on voit le trajet des rayons vivement illuminé en vert (fluorescéine) ou en bleu (quinine) sur toute la largeur de la cuve. Lorsque l'on augmente la concentration, on voit la fluorescence rétrograder de plus en plus vers la face d'entrée par suite de l'absorption croissante des rayons de l'arc. Il semble donc bien que l'énergie émise dans ce phénomène est empruntée à la radiation excitatrice, le corps fluorescent jouant le rôle d'un transformateur réémettant l'énergie avec les fréquences caractéristiques de la substance.

La fluorescence se produit également dans le domaine des rayons X ; les spectres d'émission sont alors beaucoup plus simples et permettent de reconnaître aisément la nature chimique de l'élément irradié. On réalise ainsi une élégante méthode d'analyse *sans consommation de matière*.

**5. La résonance optique.** — On désigne sous ce nom une fluorescence *strictement monochromatique* présentée par certaines vapeurs métalliques. Si l'on expose au rayonnement d'une lampe à vapeur de mercure *en quartz*, un ballon de quartz contenant de la vapeur de mercure bien purgée d'air, on constate, par l'analyse spectrale, que la vapeur émet avec intensité la raie ultra-violette  $2\,536,7 \text{ \AA}$ , *et celle-là seulement*, bien que le rayonnement exciteur possède de nombreuses raies réparties dans diverses régions du spectre (Wood). Comme dans l'expérience précédente, la résonance est corrélative de l'absorption des radiations excitatrices. Si, en effet, on augmente la pression de la vapeur saturante en élevant la température du ballon, on constate que la zone dans laquelle se produit la luminescence devient de plus en plus étroite tandis que l'éclat intrinsèque du gaz augmente. Lorsque la pression devient suffisamment élevée (quelques atmosphères), on peut même obtenir une réflexion spéculaire de la radia-

tion 2 536 sur la couche de vapeur extrêmement mince en contact immédiat avec la portion de la surface interne du ballon que traverse le faisceau incident.

Ce phénomène paraît *a priori* assez paradoxal, et l'on éprouve quelques difficultés à concevoir pourquoi la radiation de résonance n'excite pas les raies dont le quantum est inférieur au sien. L'étude des séries de raies du spectre relativement simple du mercure fournit la réponse à cette question. La radiation de résonance est en effet engendrée par le retour sur leur orbite de base des électrons transportés sur l'orbite dont l'énergie est immédiatement supérieure. Les raies de plus grandes longueurs d'onde sont produites par des transferts d'électrons entre les orbites d'ordre supérieur sur lesquels le quantum de la raie 2 536 ne peut envoyer directement les électrons qui gravitent sur l'orbite de base.

**6. Phosphorescence.** — La phosphorescence est une fluorescence qui persiste après suppression du rayonnement excitateur. C'est une propriété caractéristique de l'état solide ; sa durée peut varier de quelques millièmes de secondes à plusieurs heures (sulfure de calcium). Ce phénomène est encore assez mal connu. On admet généralement, avec Lenard, que l'action des radiations excitatrices dissocie les atomes de la substance par une sorte d'effet photo-électrique. Les électrons ainsi séparés des atomes resteraient emprisonnés dans l'agrégat moléculaire et ne reviendraient que peu à peu à leurs orbites de départ avec émission de rayonnement. Cette hypothèse semble confirmée par le fait que les radiations infrarouges produisent une augmentation importante, mais peu durable, de la phosphorescence, analogue à un véritable coup de fouet ; ce serait ici l'agitation thermique, communiquée aux molécules par les radiations calorifiques, qui hâterait le retour des électrons au sein des atomes.

## II. — LE RAYONNEMENT DU CORPS NOIR

7. Le corps « noir ». — Proposons-nous d'étudier l'équilibre du rayonnement et de la matière. Soit un corps A dont tous les points sont à la même température absolue T ; cherchons la composition de la radiation existant dans une cavité creusée à l'intérieur du corps. En tous points de celle-ci, le rayonnement doit être isotrope ; il possède une densité énergétique constante. En effet, l'équilibre statistique impose que, pendant un intervalle de temps quelconque, l'énergie cédée par la cavité à la paroi soit égale à l'énergie rayonnée par la surface interne du corps. Soit  $e_{\lambda,T} d\lambda$  l'énergie rayonnée par unité de temps et de surface de paroi sous forme de radiations de longueur d'onde comprise entre  $\lambda$  et  $\lambda + d\lambda$ , et soit  $E_{\lambda,T} d\lambda$  l'énergie envoyée par la cavité sur le même élément dans des conditions identiques. Désignons d'autre part par  $A_{\lambda,T}$  le *pouvoir absorbant* de la paroi, propriété caractéristique évidemment constante en tous points de celle-ci ; l'équilibre thermique exige que :

$$e_{\lambda,T} d\lambda = A_{\lambda,T} E_{\lambda,T} d\lambda \quad \text{ou :} \quad e_{\lambda,T} = A_{\lambda,T} E_{\lambda,T},$$

(Loi de Kirchoff.)

ce qui impose la constance et l'isotropie de  $E_{\lambda,T}$  en tous les points de la cavité.

Si la surface limitrophe est parfaitement absorbante (corps noir)  $A_{\lambda,T} = 1$  ; on voit que l'unité de surface de la paroi émet par unité de temps une quantité d'énergie égale à celle qui traverse, pendant la période correspondante, une surface égale placée dans une région quelconque de l'espace vide et orientée arbitrairement. L'étude énergétique du rayonnement en équilibre dans le vide avec la matière à la température absolue T se ramène donc

à la mesure de l'émission du corps noir à la même température ; celle-ci peut être effectuée dans de bonnes conditions de précisions à l'aide d'un bolomètre associé à un spectroscopie.

Aucune substance, même le noir de fumée, n'étant parfaitement absorbante dans toute l'étendue du spectre, on réalise cependant très approximativement les conditions

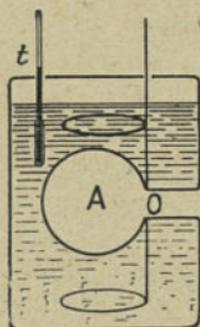


Fig. 54.

théoriques en prenant pour corps noir un récipient métallique A (fig. 54) percé d'une très petite ouverture O et dont la paroi interne est aussi mate que possible. Dans ces conditions, un rayon pénétrant par l'ouverture subit sur les parois des réflexions multiples et se trouve en pratique totalement absorbé avant d'avoir pu sortir du récipient. Un bain liquide ou un four électrique permettent de porter l'enceinte à une température bien définie. Lorsque l'équi-

libre thermique est réalisé, le rayonnement à l'intérieur de l'enceinte est très homogène : il est impossible de distinguer les corps qui y sont contenus et l'éclat de l'ouverture est constant dans tous les azimuts.

**8. Énergie du rayonnement total (Stefan).** — Le principe de Carnot permet de calculer facilement l'énergie  $E$  ( $T$ ) émise dans tout le domaine des fréquences par le corps noir à  $T$  degrés absolus. Si le rayonnement était enfermé dans un récipient à parois *parfaitement réfléchissantes*, il exercerait sur celles-ci une pression facile à calculer (v. § 13, p. 148). En effet, soit  $\delta$  la densité énergétique du rayonnement ; les ondes faisant avec la normale à la surface réfléchissante un angle compris entre  $\theta$  et  $\theta + d\theta$  constituent une fraction  $\frac{2\pi \sin \theta d\theta}{4\pi}$  du rayon-

nement total et exercent une pression par unité de surface :

$$dp = 2\delta \cos^2 \theta \times \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{4\pi}$$

La pression totale sur l'élément considéré est donc :

$$p = \delta \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = \frac{\delta}{3}$$

Donnons maintenant au volume  $v$  de l'enceinte un accroissement  $dv$ . Pour maintenir constante la température, il faudra fournir à l'espace vide une énergie égale à la somme de la variation de l'énergie interne et du travail extérieur effectué par la pression de radiation, soit :

$$dQ = d(\delta v) + p dv = v d\delta + \frac{4}{3} \delta dv$$

Écrivons que  $\frac{dQ}{T}$  est une différentielle exacte, on trouve facilement :

$$\delta = c \times T^4$$

L'énergie totale émise par  $\text{cm}^2$  de surface du corps noir est proportionnelle à  $\delta$  ; elle a pour expression :

$$E(T) = \sigma T^4 ;$$

(Loi de Stefan.)

la constante  $\sigma$  est égale à  $5,71 \times 10^{-12}$  watt/ $\text{cm}^2 \times (\text{degré})^{-4}$ .

**9. Forme de la loi du rayonnement.** — La Thermodynamique permet encore de déterminer la forme de la loi de répartition de l'énergie entre les différentes fréquences.

*Loi du maximum (Wien).* — Dilatons de nouveau l'enceinte réfléchissante du paragraphe précédent, mais cette fois *adiabatiquement*, c'est-à-dire sans lui fournir

d'énergie. Le travail extérieur de la pression de radiation est emprunté à l'énergie interne  $\delta v$ , et l'on a :

$$d(\delta v) = - p dv = - \frac{\delta}{3} dv ;$$

d'où en remplaçant  $\delta$  par sa valeur  $cT^4$  :

$$\frac{dT}{T} = - \frac{1}{3} \frac{dv}{v} \quad (1)$$

Cette relation exprime que, par l'accroissement de volume, la température et par conséquent l'énergie du rayonnement diminuent. En même temps, la longueur d'onde des radiations augmente par suite de l'effet Doppler (v. § 4, p. 91). En effet, pendant la dilatation, la paroi fuit devant la radiation, ce qui produit une diminution de fréquence lors de la réflexion. Un calcul simple, valable dans le cas d'une vitesse infiniment petite, montre que :

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{1}{3} \frac{dv}{v}.$$

On en déduit :

$$\frac{d\lambda}{\lambda} + \frac{dT}{T} = 0 \quad \text{ou :} \quad \lambda T = \text{cte},$$

équation applicable à toutes les longueurs d'onde. Si on suppose en outre que la *dilatation de l'enceinte ne modifie pas l'isotropie du rayonnement*, celui-ci restera à chaque instant en équilibre avec la radiation d'un corps noir dont la température varie à partir de la température initiale  $T_0$ , suivant la loi (1).

Supposons tracée la courbe  $E_{\lambda, T_0}$  donnant la répartition de l'énergie en fonction de longueur d'onde à  $T_0$  degrés, on en déduit la courbe correspondante pour la température  $T_1$  en multipliant les abscisses par  $T_0/T_1$  et les ordonnées par un coefficient tel que les aires comprises entre la courbe et l'axe des  $\lambda$  soient dans le rapport  $T_1^4/T_0^4$ . On voit immédiatement que la longueur d'onde  $\lambda_m$  cor-

respondant au rayonnement maximum varie en raison inverse de la température absolue, soit :

$$\lambda_m T = c^{10} = 2\,886 \mu \times \text{degré.}$$

(Loi de Wien.)

Les conditions imposées plus haut ne peuvent être remplies que si la loi du rayonnement est de la forme :

$$E_{\lambda, T} = a\lambda^{-5} f(\lambda T) \quad (a, \text{ constante}).$$

**10. Loi de Planck.** — Pour déterminer la fonction  $f(\lambda T)$ , il faut nécessairement préciser les circonstances dans lesquelles se produit le rayonnement. En 1897, Planck, appliquant pour la première fois sa théorie des quanta de rayonnement, parvint à établir une formule en excellent accord avec les données expérimentales. Nous suivrons ici l'élégante démonstration donnée par Einstein en 1916.

Supposons que, dans l'enceinte à température  $T$  remplie par le rayonnement, existent un nombre considérable de particules (atomes, molécules) possédant chacune une certaine énergie interne à un instant donné. Lorsque cette énergie passe de la valeur  $W_m$  à une valeur plus petite  $W_n$ , il y a émission par la particule d'un rayonnement dont la fréquence et la longueur d'onde sont données par la loi quantique :

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = W_m - W_n. \quad (1)$$

Inversement, l'absorption d'une radiation peut augmenter l'énergie de la particule. L'équilibre thermique étant réalisé, l'énergie totale des particules reste constante, et le nombre moyen  $N_m$  de celles qui possèdent à un instant donné une énergie  $W_m$  est donné par la loi des ensembles canoniques de Gibbs :

$$N_m = C e^{-\frac{W_m}{kT}},$$

$k$  étant la constante de Boltzmann. Le nombre des passages de  $W_m$  à  $W_n$  est évidemment égal au nombre des

passages de  $W_n$  à  $W_m$  pendant la même période. Or le passage  $W_m \rightarrow W_n$  aboutissant à l'état le plus stable peut s'effectuer soit spontanément (à la manière des transformations radio-actives) avec une probabilité  $A_m^n$  indépendante de T, soit sous l'influence du rayonnement d'énergie  $E_{\lambda,T}$  et ce, avec une probabilité  $B_m^n E_{\lambda,T}$  proportionnelle à la densité de l'énergie. Le passage inverse  $W_n \rightarrow W_m$  ne peut avoir lieu que sous l'influence du rayonnement. Einstein admet, comme précédemment, que sa probabilité est  $BE_n^m E_{\lambda,T}$ ; on a donc :

$$e^{-\frac{W_m}{kT}} (A_m^n + B_m^n E_{\lambda,T}) = e^{-\frac{W_n}{kT}} B_n^m E_{\lambda,T}.$$

On déduit facilement en tenant compte de (1) :

$$E_{\lambda,T} = \frac{A_m^n}{B_n^m e^{-\frac{h\nu}{kT}} - B_m^n}.$$

L'énergie du rayonnement croissant indéfiniment avec T, on doit avoir  $B_n^n = B_m^m$ . En combinant ce résultat avec celui du § 9, on obtient la loi de Planck :

$$E_{\lambda,T} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}.$$

Les mesures de Lummer et Pringsheim (1899) et d'autres expérimentateurs ont établi l'exactitude de la loi de Planck dans un domaine

très étendu ( $-180^\circ$  à  $+2000^\circ$  C.,  $60 \mu$  à  $0,5 \mu$ ) et ont donné pour valeur des constantes de rayonnement :

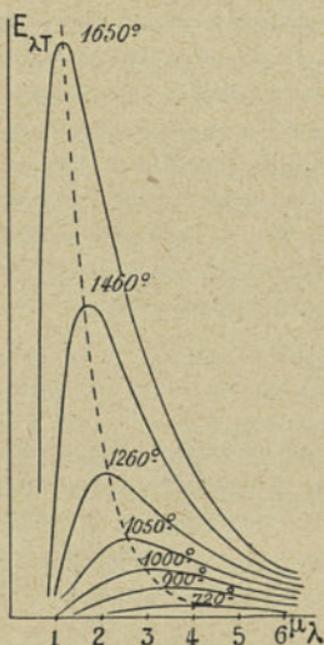


Fig. 55.

$$C_1 = 3,707 \times 10^4 \text{ watts/cm}^2 ;$$

$$C_2 = 1,433 \times 10^4 \text{ micron} \times \text{degré.}$$

La fig. 55 montre l'allure des courbes  $E_{\lambda,T}$  ; celles-ci mettent nettement en évidence les lois de Stefan et du déplacement.

**11. Corps colorés et corps « gris ».** — Aucune substance connue ne possède un pouvoir absorbant égal à l'unité dans toute l'étendue du spectre ; il en résulte donc que l'émission de tous les solides est toujours inférieure à celle du corps noir porté à la même température. On divise ceux-ci en deux classes suivant que leur pouvoir absorbant est sensiblement constant (corps « gris ») ou qu'ils présentent une absorption et par conséquent une émission plus intense pour certaines zones de fréquences (corps colorés). On constate cependant que, dans le spectre d'émission thermique, les résonances caractéristiques de l'atome, manifestées par la présence de fortes raies dans le spectre d'arc, n'apparaissent pas distinctement. Ce fait, très remarquable, semble dû aux contraintes imposées à l'atome par les forces de cohésion.

L'étude du pouvoir émissif des corps présente un intérêt capital pour la solution économique du problème de l'éclairage. En effet, aux températures les plus élevées que l'on réalise couramment (2 000 à 3 000°), la longueur d'onde correspondant au rayonnement maximum se trouve dans la région infra-rouge (vers  $1 \mu$ ) et la presque totalité de l'énergie est dissipée sous forme de chaleur. Pour améliorer le rendement en énergie lumineuse on utilise l'une des trois solutions suivantes :

1° Chauffer à température relativement basse (2 000°K) un corps possédant un pouvoir émissif élevé dans la région visible et faible dans l'infra-rouge (bec Auer).

2° Employer une température très élevée (lampe à arc : 3 500° à 4 000° K).

3° Chauffer le plus possible un corps possédant un pouvoir émissif déjà notable dans la région visible (lampe à incandescence au tungstène fonctionnant jusqu'à 3 000° K).

Même dans le cas le plus favorable, le rendement ne dépasse pas 0,04.

### III. — THÉORIE ÉLECTRONIQUE DES MÉTAUX

**12. La conductibilité électrique des métaux.** — Le déplacement de charges électriques à l'intérieur des conducteurs est un phénomène dont les apparences sont maintenant très bien connues, mais dont l'explication exerce toujours la sagacité des physiciens. De très nombreuses théories ont été proposées pour en rendre compte, mais aucune d'elles n'est complètement satisfaisante. La première en date, celle de Drude (1900), contient déjà les principes fondamentaux sur lesquels s'appuient toutes les autres.

On admet que, par la condensation à l'état solide, les atomes des métaux perdent un ou plusieurs électrons qui, devenus libres, peuvent se déplacer à l'intérieur de la masse métallique. Les atomes, maintenus par les forces de cohésion, forment un réseau spatial régulier ; l'agitation thermique leur communiquant au voisinage de leur position d'équilibre un mouvement dont l'énergie croît proportionnellement à la température absolue. La distance entre deux atomes voisins étant de l'ordre de leur diamètre, de nombreuses collisions ont lieu entre ceux-ci et les électrons libres. Drude suppose que l'effet des chocs est d'assurer, comme dans les gaz, l'équipartition moyenne de l'énergie cinétique entre toutes les particules. A la température absolue  $T$ , celle-ci correspondrait à une vitesse moyenne  $\bar{v}$  telle que :

$$\frac{1}{2} m \bar{v}^2 = \frac{3}{2} R T = \alpha T = 1,83 \cdot 10^{-16} T, \quad (1)$$

R étant la constante des gaz et  $\mathcal{N}$  le nombre d'Avogadro.

Malgré leur vitesse propre les électrons ne peuvent, en général, quitter la masse métallique, car leur énergie cinétique est, aux températures ordinaires, insuffisante pour leur permettre de surmonter le champ électrostatique créé par les atomes ionisés superficiels. En admettant que les vitesses des électrons satisfassent à la loi de Maxwell, on peut calculer en fonction de la température le nombre de corpuscules capables de s'échapper du métal par unité de surface et de temps, et retrouver la loi de l'émission thermionique (v. § 9, p. 11).

L'application d'une différence de potentiel entre deux points du métal crée à l'intérieur de celui-ci un champ électrostatique qui agit sur chaque électron libre dans l'intervalle des chocs que subit celui-ci. On établit sans difficulté qu'au mouvement désordonné de l'ensemble des électrons se superpose alors une translation dont la vitesse moyenne est :

$$\bar{V}_m = \frac{eh}{2m} \frac{l}{\bar{v}} \quad (2)$$

$l$  étant le libre parcours moyen d'un électron et  $\bar{v}$  étant défini par (1). Si l'on admet que toute l'énergie  $\frac{1}{2} m \bar{V}_m^2$  est perdue lors d'un choc et transformée en chaleur, on retrouve facilement la loi de Joule :

$$W = Ah^2 = \rho i^2.$$

La conductibilité  $\gamma$  étant le rapport de l'intensité spécifique  $ne\bar{V}_m$  au champ  $h$ , on a :

$$\gamma = \frac{ne\bar{V}_m}{h} = \frac{ne^2 l}{2\sqrt{2\alpha m}} \cdot \frac{1}{\sqrt{F}} \quad (3)$$

$n$  étant le nombre d'électrons libres par unité de volume.

**13. La conductibilité thermique.** — Toute différence de

température en deux points d'un métal entraîne une inégalité entre les énergies d'agitation des électrons et des atomes situés au voisinage de ceux-ci. La diffusion des électrons, due à leur mouvement désordonné, tendra à égaliser les énergies des particules, donnant ainsi l'apparence du déplacement de la chaleur dans le métal. Le calcul donne pour expression de la conductibilité thermique  $K$  :

$$K = \frac{1}{3} \alpha n l v ; \quad (4)$$

on en déduit immédiatement :

$$\frac{K}{\gamma} = \frac{4}{3} \left( \frac{\alpha}{e} \right)^2 T.$$

*Le rapport des conductibilités thermique et électrique d'un métal est donc indépendant de la nature de ce métal et proportionnel à la température absolue (Loi de Wiedemann-Franz). L'approximation de cette loi, très médiocre aux basses températures, est assez satisfaisante aux températures ordinaires ; elle s'améliore de plus en plus quand  $T$  croît.*

Les quantités  $n$  et  $l$  étant inconnues, on les détermine de manière à satisfaire le mieux possible non seulement aux relations (3) et (4), mais aussi à celles que nous allons établir. Ce sont les hypothèses faites sur  $n$  et  $l$  qui distinguent entre elles les différentes théories.

**14. Effet Peltier.** — Désignons par A et B deux métaux différents à la même température ; la concentration des électrons libres est respectivement  $n_A$  et  $n_B$ , les vitesses moyennes de ceux-ci étant identiques. Si on amène au contact les deux métaux, les densités électroniques tendront à s'égaliser. Mais le mouvement des électrons, dans une direction privilégiée à travers la surface de séparation, crée entre les substances une différence de potentiel  $\psi_{A,B}$

qui croît proportionnellement à la charge transmise. Le calcul montre que la convection s'arrête lorsque :

$$\psi_{A,B} = \frac{2}{3} \frac{\alpha T}{e} \log \frac{n_A}{n_B} \quad (5)$$

Il existe donc entre deux métaux en contact une différence de potentiel indépendante de la surface commune et uniquement fonction de la température. De la relation (5) découle immédiatement la loi des contacts de Volta :

$$\psi_{A,B} + \psi_{B,C} = \psi_{A,C}$$

En outre, on voit qu'une quantité  $q$  d'électricité franchissant la surface de séparation de A vers B reçoit un travail :

$$W = \psi_{A,B} q$$

emprunté à l'énergie calorifique des particules voisines. La soudure des deux métaux doit donc se refroidir ou s'échauffer suivant le sens du courant (effet Peltier).

**15. Effet Thomson.** — Considérons une barre métallique homogène dont la région centrale est maintenue à une température  $T_1$  et les deux extrémités à une température  $T_0$ . Si, lorsque l'équilibre thermique est établi, on trace la courbe de la température en fonction de l'abscisse pour les régions intermédiaires, on constate que celle-ci est symétrique. Lorsque l'on fait passer un courant dans la barre, la courbe se déforme et devient dissymétrique (fig. 56). La théorie électronique fournit une représentation quantitative de ce phénomène

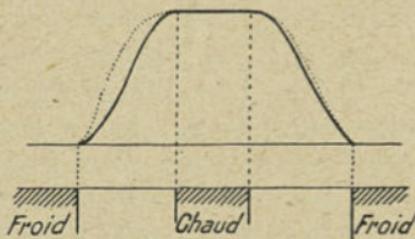


Fig. 56.

(effet Thomson) ; celui-ci est produit par l'action simultanée de deux causes :

1° le transport d'énergie thermique dans le sens de la convection des électrons donnant lieu aux mêmes apparences que si les électrons possédaient une chaleur spécifique.

2° l'effet Peltier entre les parties du métal entre lesquelles existent des inégalités de température.

L'expérience montre que les résultats théoriques et expérimentaux concordent de manière assez satisfaisante.

**16. Le phénomène de Hall.** — En 1879, Hall découvrit un phénomène dont l'explication soulève de grosses difficultés.

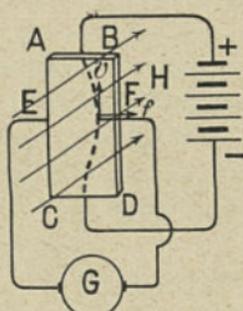


Fig. 57.

Une plaquette mince de métal ABCD (fig. 57), en bismuth de préférence, est parcourue dans le sens de sa longueur par un courant d'intensité constante. Deux points E et F situés sur une même équipotentielle sont reliés à un galvanomètre G qui n'est parcouru par aucun courant. Si l'on établit perpendiculairement à la surface ABCD un champ magnétique de quelques

milliers de gauss, on constate que le galvanomètre dévie, indiquant l'existence d'un champ transversal  $h$ . La théorie électronique fournit immédiatement une explication : la force  $he$  qui agit sur l'électron équilibre la force électro-dynamique  $Hev$  exercée par le champ magnétique, donc :

$$he = Hev \quad \text{ou :} \quad h = \frac{H\delta}{ne}, \quad (6)$$

$\delta$  densité de courant,  $n$  densité électronique. Pour quelques métaux l'effet observé obéit bien à la formule (6),

mais pour d'autres il est de sens inverse ; il peut même changer de signe par élévation de température (Bi). La raison de ces anomalies est encore inexplicée.

On connaît également plusieurs effets consistant dans la modification par le champ magnétique des isothermes d'un conducteur parcouru par un courant (Nernst, Leduc, von Ettinghausen) qui présentent également des irrégularités.

**17. L'état superconducteur.** — En 1911, Kamerlingh Onnes, étudiant à l'Institut cryogénique de Leyde la liquéfaction de l'hélium, remarqua que la résistance électrique de certains métaux (Hg, Pb, Sn, Cd, Tl, In) tombe *brusquement* à une fraction inappréciable (inférieure à  $10^{-12}$  de sa valeur à la température ordinaire) lorsque la température devient inférieure à une certaine limite, extrêmement basse d'ailleurs (7°,3 K pour Pb, 4°,2 K pour Hg, 3°,8 K pour Sn). Dans ces conditions, la résistivité est si faible que le courant d'induction produit par le déplacement d'un aimant au voisinage d'une spire refroidie persiste pendant *plusieurs heures* sans diminution appréciable d'intensité.

La superconductivité ne disparaît que par le réchauffement du conducteur au-dessus de la température critique ou par l'application d'un champ magnétique suffisamment intense, la disparition de l'effet étant d'ailleurs aussi brusque que son établissement. La présence d'un champ magnétique constant abaisse la température critique à laquelle se manifeste l'état superconducteur (il faut refroidir à 1°,85 K au lieu de 3°,8 K l'étain soumis à un champ de 200 gauss).

Cet étrange phénomène, qui n'a reçu jusqu'à présent aucune explication satisfaisante, est actuellement la plus grave difficulté à laquelle se heurtent les nombreuses théories électroniques des métaux.

**18. Aperçu sur les diverses théories électroniques.** —

Une théorie électronique satisfaisante devant rendre compte non seulement des phénomènes que nous venons de passer rapidement en revue, mais aussi des propriétés optiques des métaux (pouvoir réflecteur, indice de réfraction), de la variation avec la pression de la conductibilité des alliages et d'autres faits secondaires, on conçoit qu'il puisse être difficile de trouver par tâtonnements des hypothèses initiales satisfaisant à d'aussi nombreuses conditions sans que leur complication devienne excessive. Privés du secours de l'expérience, qui est impuissante ici à atteindre les phénomènes microscopiques, les physiciens sont réduits à chercher à l'aveuglette en se fiant à leur bonne étoile et en attendant les progrès de la technique.

Le point le plus faible de la théorie de Drude consiste dans l'assimilation des électrons libres circulant dans les étroits espaces interatomiques aux molécules d'un gaz dont le parcours est *entièrement libre* dans l'intervalle des chocs. Mais, par contre, l'équipartition est nécessaire pour rendre compte de la loi de Wiedemann-Frantz et l'explication des propriétés optiques des métaux exige que le nombre des électrons libres soit comparable à celui des atomes.

La valeur de la résistivité ne fixant que le produit  $nl$ , on peut considérer à volonté l'un ou l'autre facteur comme la cause principale des variations de la résistivité.

Il y a deux catégories de théories. Les premières envisagent surtout la variation du nombre d'électrons libres sous les lois analogues à celles de la dissociation chimique. Les autres, plus nombreuses d'ailleurs, attribuent à la variation du libre parcours le rôle principal. Le calcul de ce dernier ne peut être fait qu'au moyen de nouvelles hypothèses.

Lindemann et plusieurs théoriciens ont admis que les atomes et les électrons formaient deux réseaux spatiaux

*rigides*, le second (électrons) pouvant prendre un mouvement de translation d'ensemble par rapport au premier (atomes). Cette hypothèse simplifie les calculs mais soulève de grosses difficultés d'ordre géométrique ; il est souvent impossible de disposer les électrons en un réseau compatible avec la symétrie du cristal et la structure du réseau atomique.

En 1922, J.-J. Thomson a développé une théorie faisant intervenir des chaînes d'électrons libres se mouvant parallèlement à elles-mêmes dans les canaux du réseau atomique. Une relation relie à la fréquence du rayonnement thermique la longueur des chaînes, qui varie en raison inverse de la température absolue. Des hypothèses accessoires permettent de parvenir à une expression de la conductibilité contenant cinq facteurs à déterminer. La théorie explique la superconductivité et fournit des valeurs correctes pour les conductibilités électrique et thermique, mais elle n'échappe pas non plus à certaines difficultés géométriques.

Certaines théories toutes récentes (Bridgman, Hall) envisagent le passage sans choc des électrons d'un atome à l'autre par raccordement tangentiel des trajectoires, ce qui fournit une interprétation simple de la superconductivité. Enfin, en 1928, Sommerfeld a appliqué pour la première fois la statistique discontinue de Fermi à la théorie électronique.



## CHAPITRE IX

### HYPOTHÈSES MODERNES SUR LA STRUCTURE DU RAYONNEMENT

---

De grands efforts sont tentés actuellement pour rattacher l'une à l'autre deux propriétés apparemment distinctes : le caractère nettement périodique des ondes électromagnétiques et la structure discontinue de leur énergie. Des méthodes statistiques ont été créées pour le recensement des états discrets des systèmes atomiques et les bases d'une mécanique ondulatoire permettant de déduire les conditions quantiques de l'équation des ondes, ont été jetées. Plusieurs résultats intéressants ont été ainsi acquis, mais l'expérimentation n'a pas encore porté son verdict définitif.

#### I. — *LES THÉORIES ET LES FAITS*

**1. Les théories des ondes.** — Pendant tout le XIX<sup>e</sup> siècle, les physiciens se livrèrent avec beaucoup de succès à l'étude des ondes lumineuses. Toute une série de phénomènes (interférences, double réfraction, polarisation, diffraction) furent étudiés très soigneusement et Fresnel eut l'immense mérite d'en donner une théorie, basée sur l'élasticité de l'éther, qui rend compte de ces faits importants avec toute l'exactitude que nous pouvons exiger.

La possibilité d'une interprétation des phénomènes à l'aide de théories basées sur la discontinuité de la matière et du rayonnement n'échappait d'ailleurs pas aux chercheurs, puisque c'est à cette époque que se développa la théorie atomique et qu'eurent lieu les plus chaudes dis-

cussions entre les partisans de l'émission et des ondulations ; mais l'ensemble des faits semblait donner raison à ces derniers. La célèbre expérience « cruciale » de Foucault, interprétée peut-être hâtivement, leva les derniers doutes ; elle fut corroborée par les brillantes généralisations de Maxwell et Hertz à la suite desquelles la nature continue du rayonnement semblait être une quasi-certitude.

La production des spectres de raies restait cependant inexplicée, les données numériques fournies par la spectroscopie étant encore peu nombreuses. Cette réserve faite, on peut dire que les *théories des ondes* représentent avec une précision excellente dans l'état actuel de la Science l'ensemble des faits découverts dans les domaines de l'Optique et de l'Electricité avant l'extrême fin du XIX<sup>e</sup> siècle.

**2. Les théories discontinues.** — Vers 1897, la preuve expérimentale de l'existence de l'électron et la découverte de la loi exacte du rayonnement à partir de la théorie des quanta ouvrirent à la Physique de nouveaux horizons. La nécessité de tenir compte de la structure granulaire de la matière et de la nature discontinue de l'énergie (ce qui, *a priori*, paraissait beaucoup plus paradoxal) s'imposait avec une évidence brutale, corroborée d'ailleurs par la découverte et l'explication de nombreux phénomènes. Actuellement, la Physique du discontinu, sans cesse enrichie par de nouvelles acquisitions, apparaît comme une science déjà complexe dont l'importance est comparable à celle des doctrines basées sur la notion de continuité.

**3. Orientations modernes.** — La solution des nombreux problèmes posés par la Physique et la Mécanique discontinues (théorie des spectres, dégénérescence des gaz, etc...) a nécessité une mise au point des méthodes de statistique et la création d'instruments mathématiques

spécialement adaptés au dénombrement des états discrets. Ainsi naquirent, pendant ces dernières années, les statistiques de Fermi et de Bose et le calcul matriciel qui permirent de réaliser d'intéressantes acquisitions.

Mais ces découvertes ne permettent pas de mettre fin à la situation paradoxale dans laquelle se trouve actuellement la Physique. Celle-ci explique une partie des phénomènes au moyen d'une hypothèse basée sur la notion de continuité et l'autre partie à l'aide d'une hypothèse intrinsèquement discontinue, *sans qu'aucun lien apparaisse entre l'une et l'autre*. La mécanique ondulatoire, née des travaux de L. de Broglie et de Schrödinger (1924), est la première tentative faite pour jeter un pont entre les théories anciennes et modernes et réaliser ainsi la synthèse si impatientement attendue par tous les physiciens.

## II. — LA STATISTIQUE DISCONTINUE

4. **Les lichtquanta (Einstein).** — Au cours de ses travaux sur l'équilibre de la matière et du rayonnement (1916), Einstein a été amené à préciser la structure des quanta de lumière (lichtquanta, en allemand) dont l'hypothèse de Planck fixait seulement l'énergie  $h\nu$ . Revenant franchement à la théorie de l'émission, Einstein suppose que l'énergie élémentaire émise par un centre se présente sous forme d'un train d'ondes homogènes et cohérentes, d'assez grande longueur (ordre du mètre). Contrairement aux idées habituelles, la surface d'onde ne serait pas sphérique et *toute l'énergie rayonnée serait comprise à l'intérieur d'un cône infiniment délié ayant pour sommet la particule émettrice*. L'existence d'un tel « rayonnement en aiguille » (Nadelstrahlung) est exigé par la loi des échanges d'impulsions entre la matière et le rayonnement. Suivant cette hypothèse, on doit considérer une

cavité isotherme comme sillonnée en tous sens par un nombre infini de quanta répartis suivant la loi de Planck entre les différentes fréquences. Le mouvement des lichtquanta est alors comparable à celui des molécules d'un gaz, avec cette différence toutefois que la vitesse des « atomes de lumière » est constante et égale à  $c$ .

La théorie des quanta, qui rend compte avec beaucoup d'élégance des phénomènes discontinus, se heurte à de grosses difficultés dans l'explication des interférences. En particulier, on ne conçoit pas comment les quanta, nécessairement distincts puisque infiniment déliés, qui suivent chacun des trajets d'un appareil interférentiel, peuvent avoir entre eux les relations de phase et de polarisation qui leur permettent d'interférer.

**5. Les méthodes statistiques.** — L'étude des substances à structure ou à propriétés discontinues exige nécessairement l'emploi des méthodes statistiques. Un exemple très simple le montre aisément : dans un fluide continu, la densité est définie comme la limite  $\frac{dm}{dv}$  de la masse d'un élément à son volume lorsque ce dernier tend vers zéro. Si l'on applique cette définition à la recherche de la densité à un instant donné en un point d'un gaz, on trouvera presque toujours zéro, sauf dans les rares cas où, le volume d'épreuve tombant à l'intérieur d'un atome, on obtient une valeur très élevée. La définition précédente est donc inutilisable. Pour obtenir une expression de la densité mesurable expérimentalement, il faudra considérer un élément de volume suffisamment petit pour que les conditions physiques  $y$  soient pratiquement constantes, mais suffisamment grand pour contenir un nombre élevé d'atomes et prendre comme valeur de la densité le quotient par ce volume de la masse totale *moyenne* des particules qui  $y$  sont contenues. La masse contenue dans

le volume à un instant donné différera en général de la masse moyenne d'une certaine quantité, ou *fluctuation*, dont la valeur moyenne sur une longue période est nulle. Le calcul permet de déterminer en général la valeur du carré moyen de la fluctuation ; le § 18 (p. 24) en fournit un exemple.

Plus compliquée est l'étude des propriétés moyennes de la particule elle-même. Celle-ci est alors définie par  $n$  paramètres (6 par exemple si l'on envisage sa position et sa vitesse) auxquels on peut faire correspondre un point dans un espace à  $n$  dimensions (extension en phase). Le problème consiste en général à déduire des propriétés moyennes de l'ensemble, mesurées expérimentalement, la probabilité qu'a la particule de se trouver dans un état déterminé. Ainsi posé, le problème n'est pas résoluble directement. Il faut donc opérer en sens inverse et déduire, de différentes hypothèses arbitraires sur la probabilité des états microscopiques, l'aspect statistique moyen du système. La comparaison avec les résultats expérimentaux désigne l'hypothèse la plus probable.

Comme nos connaissances sur la probabilité des divers états de la particule (énergie de l'atome, fréquence du quantum) sont pratiquement nulles, on admet que *tous les états sont également probables* (hypothèse ergodique de Boltzmann) et les différentes méthodes statistiques ne se distinguent que par la manière d'en effectuer le dénombrement :

1<sup>o</sup> *Méthode classique*. — On suppose que toutes les particules peuvent être distinguées, le nombre de celles qui se trouvent dans un état donné étant illimité.

2<sup>o</sup> *Méthode de Bose-Einstein* (1924). — Les particules sont considérées comme indiscernables, la seconde condition étant la même que pour 1<sup>o</sup>. Le développement

de cette hypothèse fournit en général les résultats les plus voisins de la réalité.

3° *Méthode de Fermi* (1926). — Les particules étant indiscernables, il ne peut y avoir dans chacun des états discrets que zéro ou une seule d'entre elles. Cette hypothèse inspirée par le *principe d'équivalence* de Pauli, d'après lequel il ne peut exister dans un même atome deux électrons dont les quatre nombres quantiques sont égaux, a fourni des résultats intéressants pour l'étude de la dégénérescence des gaz et de l'énergie de la matière au zéro absolu.

**6. Application aux fluctuations du rayonnement.** — En partant d'hypothèses différentes, on obtient pour valeur de la densité énergétique du rayonnement du corps noir de fréquence comprise entre  $\nu$  et  $\nu + d\nu$  :

$$\frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu \cdot kT \quad (\text{Rayleigh}), \quad \frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu \cdot h\nu e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (\text{Wien}),$$

$$\frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (\text{Planck}).$$

Seule la dernière représente bien tous les résultats expérimentaux, la première n'étant valable que pour les faibles fréquences et la seconde pour les fréquences élevées. En partant de chacune de ces formules on peut calculer la fluctuation d'énergie dont le carré moyen est égal à :

$$\bar{\varepsilon}^2 = kT^2 \frac{d\bar{E}}{dT},$$

$\bar{E}$  étant la valeur moyenne de l'énergie totale à la température absolue  $T$ .

On trouve le remarquable résultat suivant : La fluctuation correspondant à la loi de Planck (déduite par la

méthode de Bose-Einstein) est égale à la somme des fluctuations correspondant à la loi de Rayleigh (basée sur l'existence d'ondes stationnaires) et à la loi de Wien (résultant du dénombrement des quanta par la statistique classique). Ce fait semble être de nature à encourager les tentatives faites par la Physique moderne pour conserver simultanément en les harmonisant les théories continues et discontinues.

**7. Le calcul matriciel.** — En 1925, Heisenberg imagina une méthode nouvelle pour l'étude des fréquences propres de l'atome. Chacune de celles-ci de fréquence  $\nu_{mn}$  apparaissant, suivant la théorie des quanta, comme liée au passage d'un électron du niveau d'énergie  $W_m$  au niveau  $W_n$  tel que :

$$h\nu_{mn} = W_m - W_n ;$$

l'explication complète du spectre nécessite la connaissance du tableau des niveaux. Heisenberg renonce à déduire chacun de ceux-ci d'hypothèses précises sur les positions et les vitesses des électrons intraatomiques et envisage en bloc toutes les composantes géométriques et cinématiques des mouvements électroniques. A la place de chaque coordonnée  $q_i$  et de chaque moment  $p_i$  il introduit un tableau à double entrée (matrice) de terme général :

$$q_i^{mn} e^{2\pi i \nu_{mn} t} \quad \text{ou :} \quad p_i^{mn} e^{2\pi i \nu_{mn} t}$$

avec la convention que  $q_i^{nm}$  et  $p_i^{nm}$  sont imaginaires conjugués de  $q_i^{mn}$  et  $p_i^{mn}$ . Les  $\nu_{mn}$  sont les fréquences des raies spectrales dont les intensités sont représentées par les carrés des  $q_i^{mn}$ . Heisenberg, Born, Jordan et Dirac ont déterminé les règles des calculs permettant l'emploi de ces tableaux de nombres. En appliquant leurs méthodes au cas de l'oscillateur linéaire, ils ont pu expliquer l'existence des demi-quanta nécessaires pour rendre compte de cer-

taines séries spectrales ; ils ont retrouvé d'autre part les lois de la dispersion (Kramers) et de l'effet Zeeman anomal.

### III. — PRINCIPES DE LA MÉCANIQUE ONDULATOIRE

8. **L'onde associée au mobile.** — Considérons un mobile (point matériel, électron) possédant une énergie  $W$ . Si celle-ci était transformée intégralement en rayonnement, celui-ci aurait, d'après la théorie des quanta, une fréquence  $\nu$  telle que  $h\nu = W$ .

En 1924, L. de Broglie émit l'idée que ce rayonnement existait à l'état permanent dans l'espace entourant le mobile et qu'il accompagnait celui-ci dans son déplacement. Bien que l'onde se propage dans l'espace avec la vitesse  $V$  on peut cependant imaginer *l'existence d'un maximum d'amplitude coïncidant constamment avec le point matériel* dont la vitesse est  $\nu$ . Il suffit de considérer au lieu de l'onde monochromatique un groupe d'ondes de fréquences très voisines dont la vitesse *de groupe* est égale à  $\nu$  soit :

$$\nu = \left( \frac{\partial \nu}{\partial V} \right)^{-1}.$$

Le point matériel apparaît donc comme un *point singulier du champ d'ondes* et son mouvement peut être déduit de l'équation de propagation des ondes. Une difficulté se présente dans le cas de l'atome, car la longueur d'onde de la radiation associée est de l'ordre des dimensions atomiques. Or les solutions sinusoïdales de l'équation de l'Optique classique :

$$\Delta u = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (1)$$

constituent sur une approximation qui n'est pas valable dans ce cas. Pour établir l'équation exacte des ondes, on remarque que les rayons de celle-ci sont déterminés par le principe de Fermat :

$$\delta \int_A^B \frac{dr}{V} = 0,$$

tandis que les trajectoires du mobile, dont la quantité de mouvements est  $g$ , satisfont au principe d'action stationnaire de Maupertuis :

$$\delta \int_A^B g \, dr = 0.$$

L'identité des trajectoires impose l'égalité des quantités de mouvements  $\frac{h\nu}{V}$  et  $g$  du rayonnement et du mobile ; on obtient l'équation rigoureuse des ondes en remplaçant  $\frac{1}{V}$  par  $\frac{g(x, y, z, W)}{h\nu}$  dans l'équation (1). En désignant par  $F$  l'énergie potentielle du mobile et par  $E$  son énergie cinétique (classique), on obtient pour équation de propagation dans les Mécaniques relativiste et classique :

$$\Delta u + \frac{4\pi^2}{h^2 c^2} [(W - F)^2 - m_0^2 c^4] u = 0 \quad (\text{Einstein}), \quad (2)$$

$$\Delta u + \frac{8\pi^2}{h^2} m_0 [E - F] u = 0 \quad (\text{Newton}) \quad (3)$$

On peut montrer que ces formules sont équivalentes à (1) quand  $h$  tend vers zéro, ce qui assure le raccordement de la Mécanique ondulatoire avec ses aînées.

**9. Les conditions de stabilité.** — Les conditions générales de quantification énoncées en 1917 par Einstein sous la forme suivante: le long de tout contour fermé, l'intégrale de

l'action maupertuisienne  $S$  est égale à un multiple entier de  $h$ , soit :

$$\int dS = \int \Sigma p_i dq_i = nh$$

apparaissent comme une conséquence immédiate des principes de la Mécanique ondulatoire. En effet, on trouve que, dans les conditions où l'Optique géométrique est valable, la solution des équations (2) et (3) est de la forme :

$$u(x, y, z, t) = C \cos \frac{2\pi}{h} [Wt - S]$$

La fonction  $u$  n'est bien déterminée en tout point de l'espace que si la variation de la phase le long de tout contour fermé est égale à un multiple exact de  $2\pi$ , ce qui exige que :

$$\int dS = nh.$$

Schrödinger a appliqué les équations de la Mécanique ondulatoire à l'étude de l'atome d'hydrogène. Dans le cas d'une énergie  $E$  négative, on retrouve les niveaux de Bohr donnant naissance au spectre de raies. Dans le cas d'une énergie positive, toutes les solutions sont acceptables, ce qui rend compte du spectre continu.

## CONCLUSION

---

Depuis la fin du siècle dernier les phénomènes discontinus ont pris une place de plus en plus grande en Physique. L'Atomistique est basée uniquement sur la conception du proton, grain de matière, de l'électron, grain d'électricité, du quantum, grain d'énergie rayonnante, et les phénomènes « continus » semblent apparaître comme la moyenne statistique d'un nombre considérable d'événements élémentaires discrets. Faut-il donc se hâter de prononcer la faillite définitive du principe fameux : *Natura non facit saltus* ? Nous ne le croyons pas, et certains faits soulignés au cours de cette étude semblent conseiller une prudente réserve. L'expérience ne fournit encore que bien peu de données précises sur cet énigmatique distributeur de quanta qu'est l'atome et la vérification des théories est souvent impossible faute de données numériques. Un effort considérable est tenté actuellement par les physiciens du monde entier pour éclaircir les lois qui régissent le monde atomique, et il est permis d'espérer que, dans un avenir peut-être rapproché, les progrès de la Science permettront de fondre en une harmonieuse synthèse des théories jusqu'à présent inconciliables.

---

## BIBLIOGRAPHIE

---

### CHAPITRE PREMIER.

- COULOMB. — *Mémoires publiés par la Société de Physique* (1884).  
FARADAY. — *Researches on magnetism*.  
EUG. BLOCH. — *Les phénomènes thermioniques* (Conf. rapports de la Société de Physique, 1923).  
MILLIKAN. — *L'électron* (traduction Lepape), Alcan, 1926.  
SCHOTTKY. — *Ann. der Phys.* 57 (1918), 541, 68 (1922), 157.  
HULL et WILLIAMS. — *Phys. Rev.* 25 (1925), 147.

### CHAPITRE II.

- MAXWELL. — *Scientific Papers*, t. I, p. 451, 526. — Cambridge, 1890.  
CLASSEN. — *Phys. Zeits.* 9 (1908), 762.  
BUCHERER. — *Ann. der Phys.* 28 (1909), 513.  
GUYE et LAVANCHY. — *Arch. Sc. Phys. et Nat.* 42 (1916), 286 sq.  
DUFOUR. — *L'onde électrique*. — 1 (1922), 638 sq.  
L. LORENTZ. — *Œuvres* (trad. française), t. I, p. 173. — Lehmann, Copenhague, 1896.  
MAX ABRAHAM. — *Ann. d. Phys.* 10 (1903), 105.  
LANGEVIN. — *Journ. de Phys.* 4 (1905), 165.

### CHAPITRE III.

- H. A. LORENTZ. — *The Theory of Electrons*. — Teubner, 1916.  
HERTZ. — *Werke*, t. 2, p. 32 sq. — Barth, Leipzig, 1894.  
MESNY. — *Les ondes électriques courtes*. — Conf. rapp. de la Société française de Phys., 1927.  
J. MERCIER. — *Journ. de Phys.* 5 (1924), 168.  
BOUASSE. — *Cours de Physique*, t. 5. — Delagrave.

### CHAPITRE IV.

- H. A. LORENTZ. — *Abhandlungen über theoretische Physik* 1, 340.  
MICHELSON et GALE. — *Astrophys. Journ.* 61 (1925), 140.  
MICHELSON. — *Wavelengths and their use*.  
MICHELSON et MORLEY. — *Journ. de Phys.* 7 (1888), 444.  
MORLEY et MILLER. — *Phil. Mag.* 9 (1905), 680.  
MILLER. — *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 11 (1925), 306.  
PICCARD et STAHEL. — *Journ. de Phys.* 9 (1928), 49.

TROUTON et NOBLE. — *Proc. Roy. Soc.* 72 (1903), 132.

THOMASCHEK. — *Ann. der Phys.* 78 (1926), 743.

ESCLANGON. — *C. R.* 185 (1927), 1593.

#### CHAPITRE V.

EINSTEIN. — *Ann. der Phys.* 17 (1905), 891.

LORENTZ. — *Proceed. Acad. Amsterd.* 27 mai 1904.

POINCARÉ. — *Rend. Circ. Matem. Palermo* 21 (1906), 129.

J. BECQUEREL. — *Le principe de Relativité et la théorie des quanta.*

— Gauthier-Villars, 1922.

#### CHAPITRE VI.

H. S. ALLEN. — *Photo-electricity*, London, 1919.

L. BLOCH. — *Ionisation et résonance des gaz et vapeurs.* — Conf. rap. de la Société fr. de Phys. (1925).

R. A. MILLIKAN. — *Phys. Rev.* 4 (1914), 73-6 (1915), 55-7 (1916), 18, 355.

A. H. COMPTON. — *Phys. Rev.* 21 (1923), 483 ; 24 (1924), 168.

A. H. COMPTON et Y. W. SIMON. — *Phys. Rev.* 26 (1925), 289.

W. H. ECCLES. — *Proc. Roy. Soc.* 87 (1912), 79.

LARMOR. — *Phil. Mag.* 48 (1924), 1025.

LEBEDEFF. — *La pression de la lumière.* — A. Blanchard, 1926.

#### CHAPITRE VII.

SOMMERFELD. — *La constitution de l'atome et les raies spectrales.*

Trad. Bellenot, 2 vol. Blanchard, 1923.

DE BROGLIE. — *Les rayons X.* — Conf. rapp. de la Société Fr. de Phys., 1922.

#### CHAPITRE VIII.

R. W. WOOD. — *Optique physique.* Trad. Labrousse. — Gauthier-Villars, 1914.

L. BRILLOUIN. — *La théorie des quanta et l'atome de Bohr.* — Conf. rapp. de la Société de Phys. 1922.

4<sup>e</sup> Cong. SOLVAY. — *Conductibilité électrique des métaux.* — Gauthier-Villars, 1927.

#### CHAPITRE IX.

FERMI. — *Zeitsch. f. Phys.* 36 (1926), 902.

L. BRILLOUIN. — *J. de Phys.* 7 (1926), 135.

L. DE BROGLIE. — *J. de Phys.* 7 (1926), 321.

L. DE BROGLIE. — *Ondes et mouvements.* — Gauthier-Villars, 1928.

## TABLE DES MATIÈRES

---

INTRODUCTION .....	1
--------------------	---

### PREMIÈRE PARTIE

#### *L'Électron*

CHAPITRE PREMIER. — Données expérimentales sur la nature de l'électricité .....	3
--	---

I. *Les corps électrisés.* — 1. Premières expériences, 3. — 2. Théorie des fluides électriques, 4. — 3. Loi de Coulomb, 5. — 4. Équations de Laplace et de Poisson, 7. — 5. Influence du milieu, 7.

II. *L'électricité hors de la matière.* — 6. La décharge dans les gaz, 9. — 7. Les rayons cathodiques, 9. — 8. Les rayons cathodiques sont constitués par de l'électricité négative libre, 10. — 9. Les phénomènes thermioniques, 11. — 10. L'effet photoélectrique, 12. — 11. Le rayonnement des corps radioactifs, 14.

III. *Propriétés fondamentales de la charge électrique.* — 12. Comparaison des diverses sources d'électricité, 15. — 13. L'électricité est douée d'inertie, 16. — 14. L'électricité possède une structure granulaire, 16. — 15. Dénomination des charges, 19.

IV. *Mesure de la charge élémentaire.* — 16. Principe des déterminations, 19. — 17. Méthode de la goutte équilibrée (Millikan), 20. — 18. Méthode des fluctuations de courant (Schottky), 24. — 19. Conception de l'électron, 31.

CHAPITRE II. — L'électron en mouvement .....	33
--	----

I. *L'électron en mouvement uniforme.* — 1. Courant de déplacement, 33. — 2. Choix du système d'unités, 35. — 3. Assimilation des courants de déplacement aux courants de conduction, 36. — 4. Équations de Maxwell relatives au diélectrique, 37. — 5. Propagation des champs, 39. —

6. Champ magnétique produit par un électron en mouvement uniforme, 39. — 7. Localisation d'énergie dans le diélectrique, 42. — 8. Masse électromagnétique de l'électron, 43. — 9. Action d'un champ magnétique sur un électron en mouvement, 44. — 10. Fondement des équations de Maxwell, 45.
- II. *Détermination du rapport de la charge de l'électron à sa masse.* — 11. Trajectoires de l'électron dans des champs uniformes, 46. — 12. Principes de la mesure de  $e/m$ , 48. — 13. Méthode de la déviation magnétique simple (Classen), 49. — 14. Méthode de compensation (Bucherer), 51. — 15. Méthode des trajectoires identiques (Guye et Lavanchy), 52. — 16. Rayon de l'électron, 55. — 17. Oscillographes cathodiques, 55.
- III. *L'électron accéléré.* — 18. Potentiels vecteur et scalaire produits par un électron en mouvement, 57. — 19. Potentiels retardés de Lorentz, 58. — 20. Champs électrique et magnétique produits par un électron accéléré, 60. — 21. Onde d'accélération, 62. — 22. Théorème de Poynting, 63. — 23. Énergie transportée par l'onde d'accélération, 64. — 24. Réaction de rayonnement, 65. — 25. Remarques sur la dynamique de l'électron accéléré, 67.

## DEUXIÈME PARTIE

### L'Onde Électromagnétique

- CHAPITRE III. — *Loi de propagation des perturbations électromagnétiques* ..... 69
- I. *Généralisation des équations de Maxwell.* — 1. Théorie électronique de Lorentz, 69. — 2. Le vide et l'éther, 71. — 3. Intégration des équations de Lorentz, 72.
- II. *Étude de la propagation des ondes électromagnétiques.* — 4. Ondes planes dans un diélectrique sans charges libres, 73. — 5. Conditions de passage d'un milieu à un autre, 73. — 6. Réflexion et réfraction des ondes, 74. — 7. Ondes stationnaires, 76. — 8. Expériences de Hertz, 77. — 9. Expériences récentes, 80. — 10. Vitesse de propagation des ondes, 81. — 11. Théorie électromagnétique de la lumière, 83.
- CHAPITRE IV. — *Effets optiques du mouvement* .... 86
1. Classification des phénomènes, 86.

- I. *Effets du mouvement relatif de la source et de l'observateur.* — 2. Aberration des étoiles fixes, 87. — 3. Entraînement des ondes (Fizeau), 89. — 4. Effet Doppler, 91.
- II. *Effets du mouvement absolu de rotation.* — 5. Effet tourbillonnaire optique (Sagnac), 93. — 6. Signification de l'expérience de Sagnac, 96. — 7. Expérience de Michelson et Gale, 96.
- III. *Recherche expérimentale du « vent d'éther ».* — 8. Théorème de Lorentz, 98. — 9. Expériences de Michelson et Morley, 100. — 10. Expériences de Morley et Miller, 103. — 11. Expériences de Miller, 103. — 12. Expériences de Piccard et Stahel, 103. — 13. Autres expériences sur le vent d'éther, 104. — 14. Conclusion, 105.

#### CHAPITRE V. — Théorie de la relativité restreinte . . . 106

- I. *Condition d'invariance des équations de Maxwell-Lorentz.* — 1. Hypothèse de Fitzgerald-Lorentz, 106. — 2. Principe de relativité restreinte, 107. — 3. Groupe de transformations de Lorentz, 109.
- II. *Les notions d'espaces et de temps.* — 4. La simultanéité dans le temps et dans l'espace, 111. — 5. La synchronisation des horloges, 112. — 6. La comparaison des règles, 113. — 7. Comparaison des mesures dans deux systèmes en mouvement relatif, 114. — 8. Signification physique de la transformation de Lorentz, 116. — 9. Valeur philosophique de la théorie de la relativité restreinte, 121.
- III. *Principes de la mécanique relativiste.* — 10. Loi de composition des vitesses, 121. — 11. Transformation des grandeurs électriques et magnétiques, 122. — 12. Variation de la masse avec la vitesse, 123. — 13. L'inertie de l'énergie, 125. — 14. Application à la masse de l'électron, 126. — 15. Vérifications de la théorie de la relativité restreinte, 127.

### TROISIÈME PARTIE

#### *Énergétique des Ondes et Électrons*

#### CHAPITRE VI. — Transfert aux électrons de l'énergie des ondes . . . . . 129

- I. *Phénomènes quantifiés.* — 1. Lois de l'effet photoélec-

trique normal, 129. — 2. Théorie des quanta, 130. — 3. Mesure de  $h$  (Millikan), 132. — 4. Effet photoélectrique sélectif, 134. — 5. Photométrie photoélectrique 135. — 6. Phénomènes photoélectriques dans les solutions et dans les cristaux, 137. — 7. Conductibilité photoélectrique, 137. — 8. Phénomènes photochimiques, 139. — 9. L'effet Compton, 141.

II. *Phénomènes continus*. — 10. La réfraction ionique, 143. — 11. Absorption ionique, 145. — 12. Application à la propagation des ondes de T. S. F., 146. — 13. La pression de radiation, 148.

## CHAPITRE VII. — Transformation de l'énergie des électrons en rayonnement . . . . . 151

I. *Phénomènes quantifiés (spectres de raies)*. — 1. Modes d'excitation de l'atome, 150. — 2. Excitation de la luminescence des gaz par choes électroniques, 152. — 3. Les spectres de bandes, 153. — 4. Production des rayons X, 155. — 5. Spectroscopie des rayons X, 156. — 6. Lois de Moseley et de Sommerfeld, 157.

II. *L'atome de Bohr*. — 7. Hypothèses sur la structure de l'atome, 158. — 8. Hypothèses sur la dynamique de l'atome, 160. — 9. L'atome d'hydrogène, 161. — 10. Explication de la loi de Moseley, 162. — 11. Généralisation de la théorie de Bohr, 163. — 12. Théorie de la structure fine (Sommerfeld), 165. — 13. Mécanisme de l'émission, 167.

III. *Actions des champs électrique et magnétique sur l'atome*. — 14. Classification des phénomènes, 168. — 15. Orientation des orbites par le champ magnétique, 169. — 16. Le magnéton, 169. — 17. L'effet Zeeman, 170. — 18. Principe de correspondance, 172. — 19. L'effet Stark, 173.

IV. *Les spectres continus*. — 20. Le fond continu des rayons X, 173. — 21. Les spectres lumineux continus, 174.

## CHAPITRE VIII. — Équilibres statistiques entre électrons et radiations . . . . . 176

I. *Phénomènes discontinus*. — 1. Absorption, 176. — 2. Phénomènes accompagnant l'absorption, 178. — 3. Diffusion, 179. — 4. Fluorescence, 180. — 5. Résonance optique, 181. — 6. Phosphorescence, 182.

II. *Le rayonnement du corps noir*. — 7. Le corps « noir »

183. — 8. Énergie du rayonnement total (Stefan), 184. — 9. Forme de la loi du rayonnement, 185. — 10. Loi de Planck, 187. — 11. Corps colorés et corps « gris », 189.
- III. *Théorie électronique des métaux*. — 12. La conductibilité électrique des métaux, 190. — 13. La conductibilité thermique, 191. — 14. Effet Peltier, 192. — 15. Effet Thomson, 193. — 16. Le phénomène de Hall, 194. — 17. L'état superconducteur, 195. — 18. Aperçu sur les diverses théories électroniques, 196.

CHAPITRE IX. — Hypothèses modernes sur la structure du rayonnement .....	198
I. <i>Les théories et les faits</i> . — 1. Les théories des ondes, 198. — 2. Les théories discontinues, 199. — 3. Orientations modernes, 199.	
II. <i>La statistique discontinue</i> . — 4. Les lichtquanta (Einstein), 200. — 5. Les méthodes statistiques, 201. — 6. Application aux fluctuations du rayonnement, 203. — 7. Le calcul matriciel, 204.	
III. <i>Principes de la mécanique ondulatoire</i> . — 8. L'onde associée au mobile, 205. — 9. Les conditions de stabilité, 206.	
CONCLUSION .....	208
BIBLIOGRAPHIE .....	209



